

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦИНА

На правах рукописи

Образцов Степан Владимирович

**Характеристики адронных струй в релятивистских
соударениях протонов и тяжелых ионов в эксперименте
CMS на LHC**

1.3.15 - «Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика
высоких энергий»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Кодолова О.Л.

Москва - 2024

Оглавление

Введение	5
1 Основные аспекты физики адронных струй	15
1.1 Стандартная Модель	15
1.2 Квантовая Хромодинамика	16
1.3 Струи в КХД	19
1.4 Кварк Глюонная Плазма	20
1.5 Изучение КГП с помощью струй	24
1.6 Монте-Карло генераторы	27
2 Ускоритель LHC и детектор CMS	30
2.1 Ускоритель LHC	30
2.2 Детектор CMS (Компактный Мюонный Соленоид)	32
2.2.1 Магнит	34
2.2.2 Трековая система	35
2.2.3 Электромагнитный калориметр	37
2.2.4 Адронный калориметр	38
2.2.5 Мюонные системы	43
2.2.6 Триггерная система	44
3 Измерение радиационных повреждений и первичная калиб-	

ровка Адронного Калориметра с помощью радиоактивного источника	47
3.1 Механизм радиационных повреждений в сцинтилляторе	47
3.2 Устройство системы калибровки радиоактивным источником ^{60}Co	49
3.3 Начальная калибровка и работы в рамках модернизации Адронного Калориметра Phase-I	52
3.4 Измерение радиационных повреждений	54
4 Реконструкция адронных струй и коррекция энергии струй в pp и $PbPb$ соударениях	59
4.1 Описание алгоритма Jet-Plus-Track	59
4.2 Данные и Монте-Карло события	61
4.3 Коррекция энергии струй	62
4.4 Погрешность энергетической шкалы струи	70
4.5 Энергетическое разрешение струй	70
4.6 Идентификация струй из сигнального события	71
4.7 Разделение кварковых и глюонных струй	78
4.8 Коррекция энергии струй в соударениях тяжелых ионов	82
5 Исследование формы адронных струй при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ	85
5.1 Данные, отбор событий и реконструкция	87
5.2 Переменные формы струи	89
5.3 Учет эффективности реконструкции треков	90
5.4 Учет функции отклика детектора	92
5.5 Оценка систематики	97
5.6 Результаты	97

6 Изучение кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов	102
6.1 Моделирование соударений ядер свинца	104
6.2 Реконструкция адронных струй	105
6.3 Характеристики кварковых и глюонных струй в тяжелоионном событии	106
6.4 Методика разделения кварковых и глюонных струй	109
6.5 Измерение доли (фракции) глюонных струй	111
6.6 Применение методики в эксперименте	114
6.7 Заключение	115
Заключение	117
Благодарности	120
Литература	121
Список таблиц	129
Список рисунков	130

Введение

Данная работа посвящена изучению характеристик адронных струй в соударениях протонов и тяжелых ионов в эксперименте CMS на LHC.

В **первой главе** представлено краткое введение в физику адронных струй, как в случае p-p соударений, так и в случае соударений ионов свинца.

Также описаны свойства Монте-Карло генераторов, используемых в данной работе.

Во **второй главе** представлено описание ускорительного комплекса LHC и детектора CMS. Перечислены основные этапы ускорения частиц в LHC. Даны характеристики всех детекторных систем CMS, а также описано устройство сверхпроводящего магнита и триггерной системы.

В **третьей главе** представлено исследование по начальной калибровке и оценке радиационных повреждений Адронного Калориметра с помощью радиоактивного источника ^{60}Co [1]. Представлен механизм радиационных повреждений пластикового сцинтиллятора, описано устройство системы транспортировки радиоактивного источника и системы сбора данных. Полученные результаты сравниваются с другими методами оценки радиационных повреждений.

В **четвертой главе** на основе данных протон-протонных соударений при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости 19.8 фб^{-1} было оценено разрешение по поперечному импульсу и погрешность энергетической шка-

лы для струй, реконструированных с помощью алгоритма Jet-Plus-Track[3]. Проведена полная коррекция энергии струи. Также была проведена оценка эффективности работы алгоритма при идентификации струй из сигнального события и разделения струй на кварковые и глюонные.

В **пятой главе** проведено исследование множественности заряженных частиц в адронных струях и формы струй на данных протон-протонных соударениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с интегральной светимостью в 36 пб^{-1} [2]. Форма струй измерена с использованием второго центрального момента. Приводится сравнение результатов с предсказаниями Монте-Карло моделирования.

В **шестой главе** исследована возможность разделения кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов как при наличии эффекта гашения струй, так и при его отсутствии[4]. С помощью методов машинного обучения разработана методика восстановления фракции кварковых и глюонных струй, с использованием переменных, характеризующих форму, множественность и заряд струи. Показана возможность использования данных переменных для исследования характеристик плотной среды, возникающей при столкновении ионов высокой энергии.

Актуальность темы и степень ее разработанности

Исследование характеристик адронных струй является одним из наиболее эффективных методов изучения свойств сильновзаимодействующей материи. Основным экспериментальным методом изучения свойств адронных струй в физике тяжелых ионов является сравнение их характеристик относительно адронных струй, рожденных в р-р соударениях. Подобные исследования включены как в действующую, так и в будущую программу крупнейших экс-

периментов физики высокой энергии (ALICE, CMS, ATLAS, STAR). В связи с дополнительными сложностями, появляющимися в исследованиях адронных струй в физике тяжелых ионов, а также в связи с относительной новизной темы по сравнению с изучением адронных струй в р-р соударениях, все экспериментальные методы разрабатываются в первую очередь в р-р струях. В работе этому уделена отдельная глава, что позволяет впоследствии применять аналогичные экспериментальные методы для адронных струй в тяжелых ионах. Как в р-р физике, так и в физике тяжелых ионов вопросы методики реконструкции и коррекции энергии струй сохраняют свою актуальность. Решение данных вопросов открывает путь к физическому анализу более сложных феноменов в физике струй. Глава данной работы посвящена первому изучению формы струй в р-р соударениях на детекторе CMS. Форма струй ранее изучалась в таких экспериментах как LEP1, ZEUS, H1, CDF и D0. Эксперименты на ускорителе LHC дают возможность анализировать формы струй при гораздо более высоких поперечных импульсах струи. Данная глава открывает возможность использования переменных, связанных с формой струи, в физике тяжелых ионов. Одной из проблем современной экспериментальной физики тяжелых ионов является недостаток физических наблюдаемых, которые могли бы дать принципиально новую информацию о процессах, происходящих в плотной материи (называемой кварк-глюонной плазмой). Последняя глава ставит перед собой задачу разработки новой методики, которая может позволить получить принципиально новый тип наблюдаемой для изучения свойств сильновзаимодействующей материи в соударениях тяжелых ионов на ускорителе LHC. Помимо вопросов физических наблюдаемых, остро стоит проблема детекторного характера, а именно быстрого старения материалов детектора в результате радиационных поврежде-

ний. Теория данного вопроса имеет много недостатков и плохо подходит для оценки радиационной стойкости сцинтилляторов. Единственным решением в данном случае является экспериментальная оценка полученных радиационных повреждений, чему посвящена отдельная глава данной работы. Экспериментальные результаты по данной теме могут быть крайне важными при разработке детекторов в будущем.

Цели и задачи работы

Целью данной работы является изучение характеристик адронных струй в соударениях протонов и тяжелых ионов в эксперименте CMS на ускорителе LHC. В рамках данного исследования были поставлены и решены следующие задачи:

1. Начальная калибровка и оценка радиационных повреждений адронного калориметра CMS с помощью радиоактивного источника ^{60}Co
2. Проведение полной коррекции энергии адронных струй в p-p и Pb-Pb соударениях.
3. Получение разрешения по поперечному импульсу и погрешности энергетической шкалы для адронных струй в p-p соударениях.
4. Проведение анализа формы адронных струй в p-p соударениях.
5. Исследование переменных, характеризующих форму, множественность и заряд струи при взаимодействии тяжелых ионов на основе Монте-Карло моделирования.
6. Разработка методики вычисления фракции глюонных струй при взаимодействии тяжелых ионов на основе Монте-Карло моделирования.

Объект и предмет исследований

Объектом исследования данной работы являются адронные струи. Адронные струи были открыты в 1975 году на коллайдере SPEAR (США). С момента открытия адронные струи интенсивно изучаются на протяжении последних пятидесяти лет. Предметом исследований являются наблюдаемые переменные, характеризующие адронные струи: второй центральный момент струи, множественность заряженных частиц в струе, средний заряд струи.

Научная новизна

1. Впервые получена полная коррекция энергии адронных струй в соударениях протонов при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ для адронных струй, реконструированных алгоритмом Jet-Plus-Track.
2. Впервые исследована форма адронных струй в соударениях протонов при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.
3. Впервые получена оценка радиационных повреждений торцевого адронного калориметра CMS с помощью радиоактивного источника ^{60}Co .
4. Впервые продемонстрирована возможность разделения кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов.

Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость работы заключается в получении новой информации о струях в p-p соударениях, которая позволяет уточнить модели, описывающие струи. Изучение зависимости повреждения сцинтиллятора от дозы и мощности дозы излучения представляет интерес для теории радиационных

повреждений. Практическая значимость данной работы связана в первую очередь с вкладом в экспериментальные методы, применимые для исследования адронных струй в р-р соударениях и соударениях тяжелых ионов. Адронные струи в физике тяжелых ионов малоисследованны по сравнению с адронными струями в р-р соударениях. Разработанные методы могут быть использованы для идентификации кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов в эксперименте CMS. Значение также имеет разработка струйного алгоритма Jet-Plus-Track, как альтернативного варианта для дополнительной проверки основного алгоритма, используемого в коллаборации CMS. Практическую значимость имеют результаты исследований радиационных повреждений сцинтилляторов в адронном калориметре детектора CMS. Полученные результаты могут помочь с выбором сцинтилляционного материала при проектировании будущих детекторов.

Методология и метод исследования

Методология и метод исследования основывается на сравнении экспериментальных данных с моделированием исследуемых процессов методом Монте-Карло. Все экспериментальные исследования были проведены на основе требований и методов принятых в коллаборации CMS, и описаны в соответствующих главах диссертации.

Положения выносимые на защиту

1. Метод измерения отклика калориметра с использованием радиоактивного источника ^{60}Co позволил вычислить параметр μ , характеризующий радиационные повреждения сцинтилляторов торцевого адронного калориметра, и сделать вывод, что он зависит от мощности дозы. Полученная зависимость использовалась для коррекции отклика детектора.
2. Разработка и внедрение в экспериментальный анализ методики идентификации адронных струй из сигнальной вершины и разделения кварковых и глюонных струй повысили информативность и точность экспериментальных результатов по данным протон-протонных соударений. Эти методики используют адронные струи Jet-Plus-Track, откалиброванные в несколько этапов и содержащие комбинированную информацию от нескольких частей детектора CMS.
3. Анализ характеристик адронных струй в данных CMS показал частичное расхождение с предсказаниями теоретических моделей. Значение средней множественности заряженных частиц оказалось ниже, чем в моделях. Эффект большего уширения струй в направлении η плохо описывается современными моделями.
4. Экспериментальная методика разделения кварковых и глюонных струй, разработанная для соударений тяжелых ионов, позволяет разделять струи при наличии эффекта гашения струй. Переменные, подобранные для разделения, чувствительны к типу партона и устойчивы к процедуре вычитания события подложки.

Личный вклад автора

Все результаты, вынесенные на защиту, получены автором лично, или при его определяющем участии. Автор принимал активное участие в наборе данных эксперимента CMS и данных, используемых для начальной калибровки и оценки радиационных повреждений адронного калориметра. При его участии была введена в эксплуатацию система перемещения радиоактивного источника, были набраны и проанализированы данные, в результате чего были получена оценка радиационных повреждений. Автором разработана методика разделения кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов. Автор принимал активное участие в анализе формы струй в соударениях протонов, а также в методологической работе по реконструкции и коррекции энергии струй.

Достоверность полученных результатов

Результаты измерений радиационных повреждений торцевого адронного калориметра с помощью радиоактивного источника ^{60}Co подтверждаются результатами измерений радиационных повреждений адронного калориметра, полученных методом калибровки лазером. Результаты согласуются с аналогичными исследованиями, проведенными для переднего адронного калориметра CMS. Результаты измерения формы адронных струй и реконструкции адронных струй в соударениях протонов многократно обсуждались в рамках группы, специализирующейся на физике струй. Для каждого из этапов анализа данных было проведено изучение изменения полученных результатов при изменении параметров исследования. Эти изменения были включены в систематическую ошибку исследований. Для отдельных этапов анализа

было проведено сравнение полученных результатов с ранее опубликованными результатами сопоставимых исследований и результатами Монте-Карло моделирования. Результаты также проверены с помощью альтернативного алгоритма реконструкции струй Particle Flow. Результаты исследования возможности разделения кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов успешно прошли процесс рецензирования, а также многократно обсуждались с экспертами из нескольких экспериментов в ЦЕРНе.

Апробация работы

Результаты оценки радиационных повреждений сцинтилляторов Адронного Калориметра опубликованы в [1], результаты измерение формы струй в $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в [2], в [3] представлены результаты исследований по разделению кварковых и глюонных струй. Обзорная статья по реконструкции струй в CMS опубликована в [4]. Результаты всех исследований обсуждались на внутренних совещаниях коллаборации CMS, также были представлены автором на следующих конференциях:

- Ломоносовские чтения 2021, подсекция "Физика высоких энергий" (г.Москва, 20-27 апреля 2021)
- Международная Сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН (ОИЯИ Дубна 12 - 15 апреля, 2016)
- Международная сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН (г.Москва, 17-21 ноября 2014)
- XXX-th International Workshop on High Energy Physics (г.Протвино, 23-27 июля 2014)

- HSQCD 2014: Hadron Structure and QCD: from LOW to HIGH energies (г.Гатчина, 30 июня-4 июля 2014)

Публикации по теме работы

Публикации по теме работы ([1-4] в списке литературы):

- S. Obraztsov et al (CMS Collaboration), “Measurements with silicon photo-multipliers of dose-rate effects in the radiation damage of plastic scintillator tiles in the CMS hadron endcap calorimeter.” JINST Vol. 15, 2020, P06009
- S. Obraztsov et al. (CMS Collaboration), “Shape, transverse size, and charged-hadron multiplicity of jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7TeV$ ”. JHEP Vol. 06, 2012, P. 160.
- О. Л. Кодолова, С. В. Образцов, И. Н. Варданян, А. Н. Никитенко, Н. В. Лычковская, В. Б. Гаврилов, М. Д. Томс, Коллаборация CMS, “Принципы работы алгоритма реконструкции струй с использованием калориметрических и трековых детекторов при соударении частиц высокой энергии.” ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2018. № 3 3-12
- О. Л. Кодолова, С. В. Образцов, “Разделение кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов при высоких энергиях.” ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2023. 78(5)

Глава 1

Основные аспекты физики адронных струй

1.1 Стандартная Модель

Стандартная Модель физики частиц - это теория, описывающая все фундаментальные наблюдаемые частицы во Вселенной и их взаимодействия (кроме гравитационного взаимодействия и гравитона). Частицы делятся на три категории: фермионы (спин $1/2$), из которых состоит вся наблюдаемая материя, векторные бозоны (целочисленный спин), являющиеся переносчиками взаимодействия, и бозон Хиггса (спин 0), который является важным элементом электрослабого взаимодействия. Векторные бозоны со спином 1 являются переносчиками одного из фундаментальных взаимодействий: электромагнитного (фотон), слабого (W^\pm/Z^0) и сильного (глюон). Слабое и электромагнитное взаимодействия при энергиях $\sim m_Z, m_W$ объединяются в единое электрослабое взаимодействие. Из этих взаимодействий наименее изученным на сегодняшний день является сильное взаимодействие, описываемое квантовой хромодинамикой (КХД). Целью данной диссертации является изучение некоторых аспектов КХД в вакууме, а также в экстремальных условиях столкновений тяжелых ионов.

1.2 Квантовая Хромодинамика

Квантовая хромодинамика (КХД) - это неабелева калибровочная теория поля, описывающая сильное взаимодействие между цветными объектами (кварками и глюонами). КХД имеет локальную $SU(3)_C$ симметрию, что означает инвариантность Лагранжиана относительно локального $SU(3)_C$ преобразования, при котором волновая функция свободного кварка, удовлетворяющая ур-ю Дирака меняется как:

$$\Psi'_\lambda = e^{-i\frac{g_s}{2}\lambda_j\phi_j(x)}\Psi_\lambda = \Psi_\lambda - \frac{ig_s}{2}\lambda_j\Phi_j(x) \quad (1.1)$$

где $\lambda = u, d, s, c, b, t$ - тип кварка, $j=1,2,3\dots 8$ и λ_j - 3x3 матрицы Гелл-Мана. В этом преобразовании также меняются четырехпотенциалы глюонных калибровочных полей G_j^μ :

$$G_j^\mu \rightarrow G_j^\mu - \delta^\mu\Phi_j - g_s f_{jkl}\Phi_k G_l^\mu \quad (1.2)$$

где f_{jkl} - структурные константы $SU(3)$ группы. Лагранжиан КХД инвариантный относительно калибровочного преобразования может быть представлен в виде:

$$L_{QCD} = \bar{\Psi}_\alpha(i\gamma_\mu D^\mu - m_\alpha)\Psi_\alpha - \frac{1}{4}F_{j,\mu\nu}F_j^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

D^μ - "длинная производная":

$$D^\mu = \delta^\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda_j G_j^\mu \quad (1.4)$$

где тензор напряженности поля задается как:

$$F_j^{\mu\nu} = \partial^\mu G_j^\nu - \partial^\nu G_j^\mu + g_s f_{jkl}G_k^\mu G_l^\nu \quad (1.5)$$

Последний член в тензоре напряженности поля КХД возникает из-за неабелевой природы калибровочной теории и приводит к тому, что калибровочные

бозоны имеют цветовой заряд и взаимодействуют между собой. Диаграммы Фейнмана для КХД включают $\bar{q}qg$ вершину, трехглюонную вершину (обе пропорциональны g_s) и четырехглюонную вершину, пропорциональную g_s^2 .

Константа связи КХД

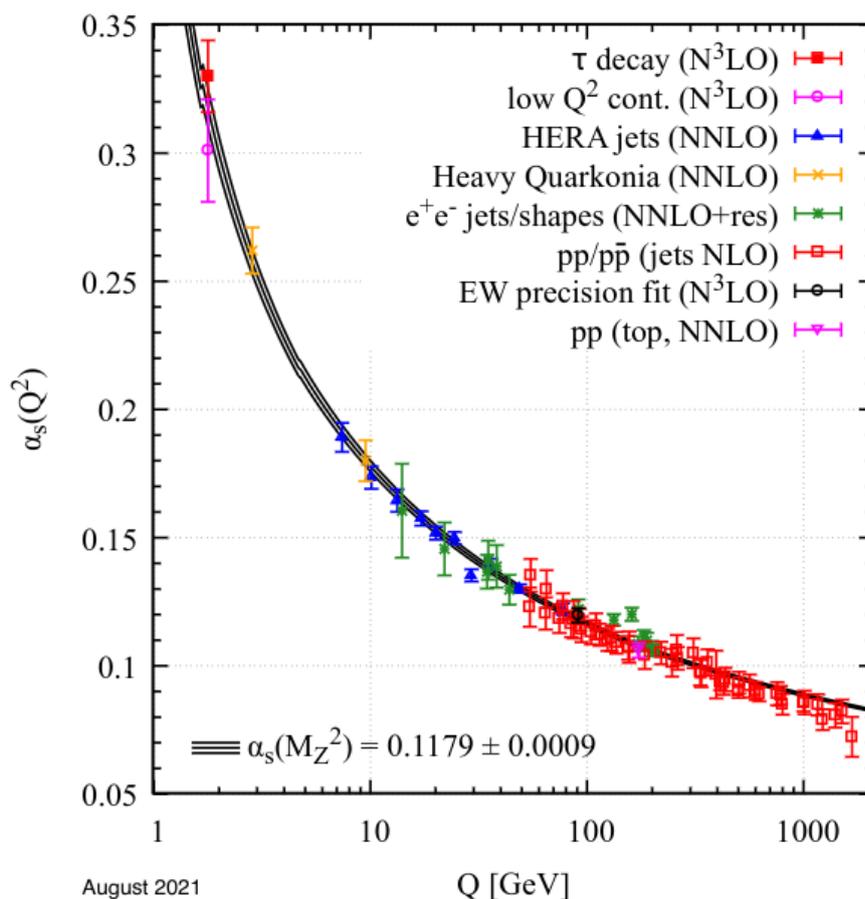


Рис. 1.1: Средние значения константы связи α_S [5]

В КХД сечения физических процессов рассчитываются в теории возмущений как ряды по степеням перенормированной константы α_s , которая зависит от квадрата переданного импульса:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11N_C - 2N_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (1.6)$$

где $N_C = 3$ - число цветов, N_f - число доступных кварковых ароматов, определяемое как число кварков с массой меньше энергетического масштаба вза-

имодействия, а $\Lambda_{QCD} \approx 1$ ГэВ - масштабный параметр КХД. Вид константы сильной связи α_S , показан на Рис. 1.1. Зависимость α_S от передачи импульса (или энергии) приводит к двум очень важным характеристикам сильного взаимодействия: конфайнменту и асимптотической свободе.

Конфайнмент

Из Рис. 1.1 видно, что при уменьшении значений передачи импульса величина α_S увеличивается логарифмически; эта зависимость также может быть прочитана из Ур. 1.6, где значение α_S увеличивается по мере приближения Q^2 к Λ^2 . В силу принципа неопределенности Гейзенберга, малые передачи импульса соответствуют большим расстояниям, и поэтому константа взаимодействия возрастает при больших расстояниях между цветовыми зарядами. Увеличение силы взаимодействия между цветными объектами является следствием взаимодействия между глюонами и приводит к появлению свойства конфайнмента. Конфайнмент означает, что цветные объекты не могут наблюдаться в природе как свободные объекты, а связаны в бесцветных адронах. Если разделить два кварка, которые связаны друг с другом, то возрастающая энергия поля между двумя объектами достигнет точки, где станет энергетически выгодным создание реальной кварк-антикварковой пары, которая свяжется с двумя разделенными кварками, удовлетворяя тем самым требованию, чтобы кварки были связаны в бесцветных состояниях.

Асимптотическая свобода

Другим следствием бегущей константы связи в КХД является асимптотическая свобода [6, 7]. Это означает, что при малых расстояниях, или, что эквивалентно, при больших обменах импульсом, α_S стремится к нулю. Это

означает, что при достаточно высоких энергиях кварки ведут себя как свободные частицы.

1.3 Струи в КХД

Струя определяется как коллимированный поток частиц, образующихся в результате последовательных излучений глюонов партонами высокой энергии. Можно считать, что образование струи происходит в три этапа, разделенных характерными энергетическими масштабами. На первом этапе происходит взаимодействие первичных партонов, обменивающихся большим переданным импульсом Q^2 , например в таких процессах как $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, $gg \rightarrow q\bar{q}$ или $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. На втором этапе формируется многопартонный каскадный ливень, происходящий на временной шкале от начального жесткого рассеяния до некоторого масштаба отсечки ливня, t_0 . На этом этапе глюоны излучаются начальными партонами и в дальнейшем распадаются на кварк-антикварковые пары или излучают дополнительные глюоны. Этот каскад сколлимирован по направлению первоначального излучателя за счет коллинеарного усиления матричных элементов КХД. Когда виртуальность партонов достигает заданного масштаба отсечки ливня, происходит непертурбативный процесс, известный как адронизация. Это последняя из трех стадий эволюции струи, на которой партоны объединяются в совокупность адронов конечного состояния. Процесс адронизации происходит на масштабах, где непертурбативными эффектами нельзя пренебречь, и поэтому его трудно рассчитать теоретически.

С тех пор как в эксперименте SPEAR [9] были получены первые свидетельства существования струй в e^+e^- столкновениях, струи интенсивно изучались на коллайдерах высоких энергий в течении последних пятидесяти лет.

Накопленные за это время данные и методы анализа заложили основу для понимания физики струй. В настоящее время физика струй остается актуальной, а количество струй при энергиях ЛНС значительно больше чем во всех предшествующих экспериментах, при этом значительно увеличивается сечение жестких процессов, в том числе редких и ранее не изученных.

Сечение струи может быть рассчитано с использованием теоремы факторизации КХД [10]. Факторизация позволяет отделить вклады от непертурбативных начальных и конечных состояний, определяемых функциями распределения партонов (PDF) и функциями фрагментации (FF), соответственно, от пертурбативного рассеяния с высоким Q^2 , которое может быть рассчитано в КХД. Пертурбативную компоненту сечения образования струи можно представить в виде $d\sigma^{ab \rightarrow c+X}(x_1, x_2)$ - это сечение образования партона с в результате рассеяния партонов а и b с долями импульса начального протона x_1 и x_2 соответственно. Тогда факторизация позволяет представить сечение образования струи или одиночного адрона в pp-столкновениях в виде:

$$d\sigma^{pp \rightarrow jet+X} \propto f_a(x_1, Q^2) \otimes f_b(x_2, Q^2) \otimes d\sigma^{ab \rightarrow c+X}(x_1, x_2) \otimes D_c^{h/jet}(z, \mu^2) \quad (1.7)$$

где непертурбативные члены начального состояния $f_{a,b}(x_{1,2}, Q^2)$ - функции распределения партонов, которые интерпретируются как вероятность нахождения партонов типа а, b в адроне с долей адронного импульса $x_{1,2}$, а $D_c^{h/jet}(z, \mu^2)$ - функция фрагментации, представляющая собой вероятность того, что партон сфрагментирует в адрон h или струю с дробным импульсом $z = p_{h,jet}/p_c$.

1.4 Кварк Глюонная Плазма

Асимптотически свобода в КХД может привести к тому, что при достаточно высоких энергиях (температуре) притяжение между цветными объектами в

адронах ослабнет и цветные заряды смогут свободно существовать, освобождаясь из своих связанных адронных состояний. Такая высокая температура и/или плотность приведут к тому, что адронная материя претерпит фазовый переход и "переплавится" в состояние свободной цветной материи, известное как кварк-глюонная плазма (КГП) [14]. Согласно теории, на ранних стадиях после Большого Взрыва (примерно до 1 мкс) все вещество во Вселенной существовало в фазе кварк-глюонной плазмы при чрезвычайно высокой температуре и низкой плотности барионов, как показано на Рис. 1.2. Предпо-

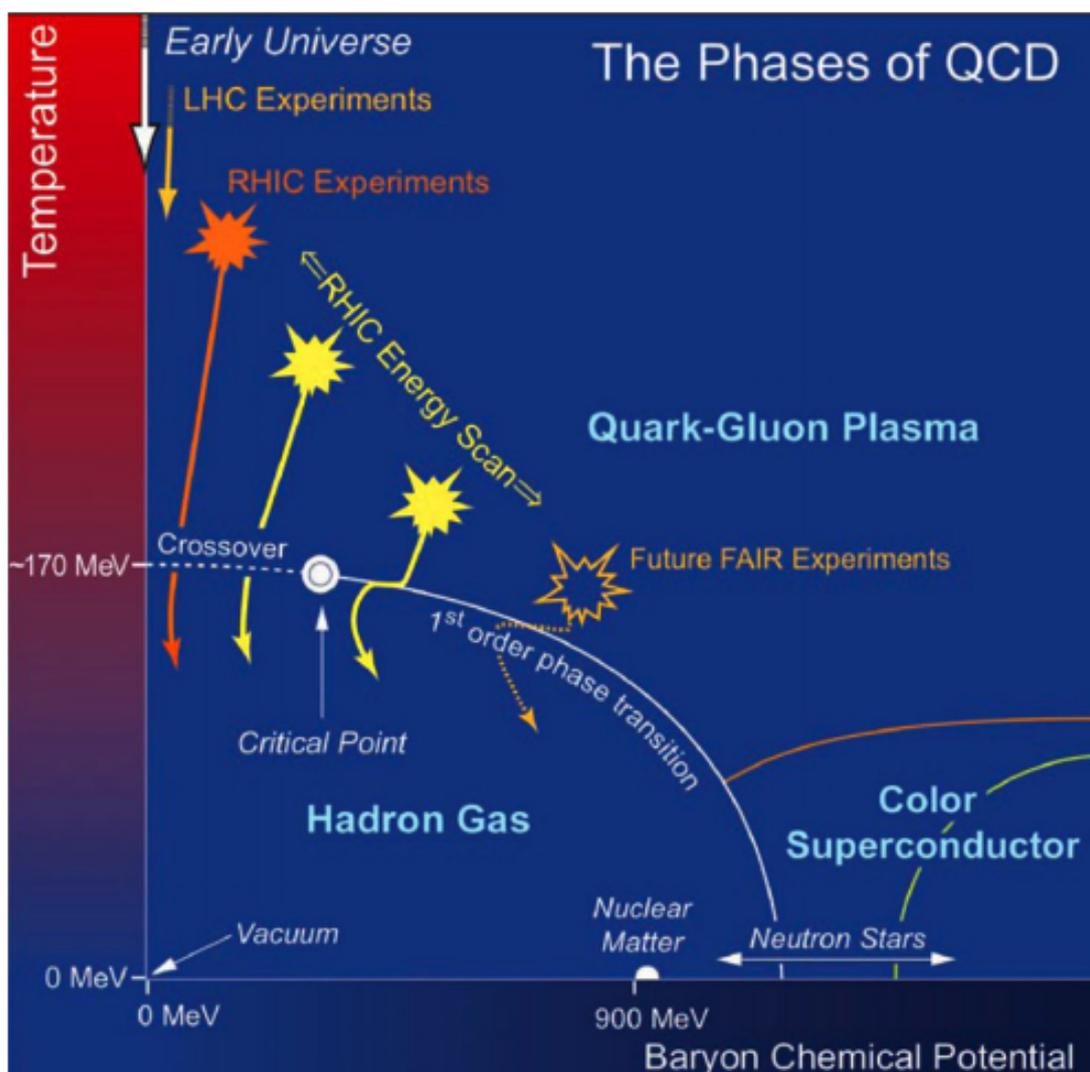


Рис. 1.2: Фазовая диаграмма КХД

лагается, что кварк-глюонная плазма существует и в очень плотных ядрах нейтронных звезд. Экспериментально фазовый переход может происходить в объемной системе КХД материи, если она образуется при достаточно высоких плотностях энергии. Такая система может быть получена в релятивистских столкновениях тяжелых ядер, содержащих много составных нуклонов. В этих столкновениях средняя энергия взаимодействия между сталкивающимися нуклонами относительно мала и недостаточна для достижения асимптотического предела КХД. Вместо этого фазовый переход разрешается за счет процесса, известного как Дебаевское экранирование. Под Дебаевским экранированием понимается процесс, при котором чистый эффект носителей заряда экранируется на больших расстояниях в плотной заряженной среде за счет зарядов между ними. Это означает, что эффективное дальнее действие пробного заряда ограничено характерной длиной (радиусом экранирования Дебая), r_D . Этот процесс происходит как в электромагнитной плазме в КЭД, так и в кварк-глюонной плазме в КХД. При увеличении температуры и плотности цветной заряженной системы радиус Дебая уменьшается. Если температура системы повышается до достаточно высокого уровня, то радиус Дебая может опуститься ниже радиуса связи валентных кварков. Это приводит к тому, что нуклоны становятся несвязанными. Критическая температура, при которой происходит этот фазовый переход, T_C , может быть рассчитаны с помощью вычислений КХД на решетке. В КХД были предсказаны температуры переходов примерно $T_C \approx 170$ и 150 МэВ для двух и трех ароматов кварков [11, 12]. На Рис. 1.3 показаны предсказания КХД на решетке для плотности энергии ϵ в зависимости от температуры системы T . При указанной температуре 170 МэВ предсказания показывают очень резкое изменение плотности энергии, что свидетельствует о фазовом переходе от адронного газа к

кварк глюонной плазме. После того как была выдвинута первая гипотеза о су-

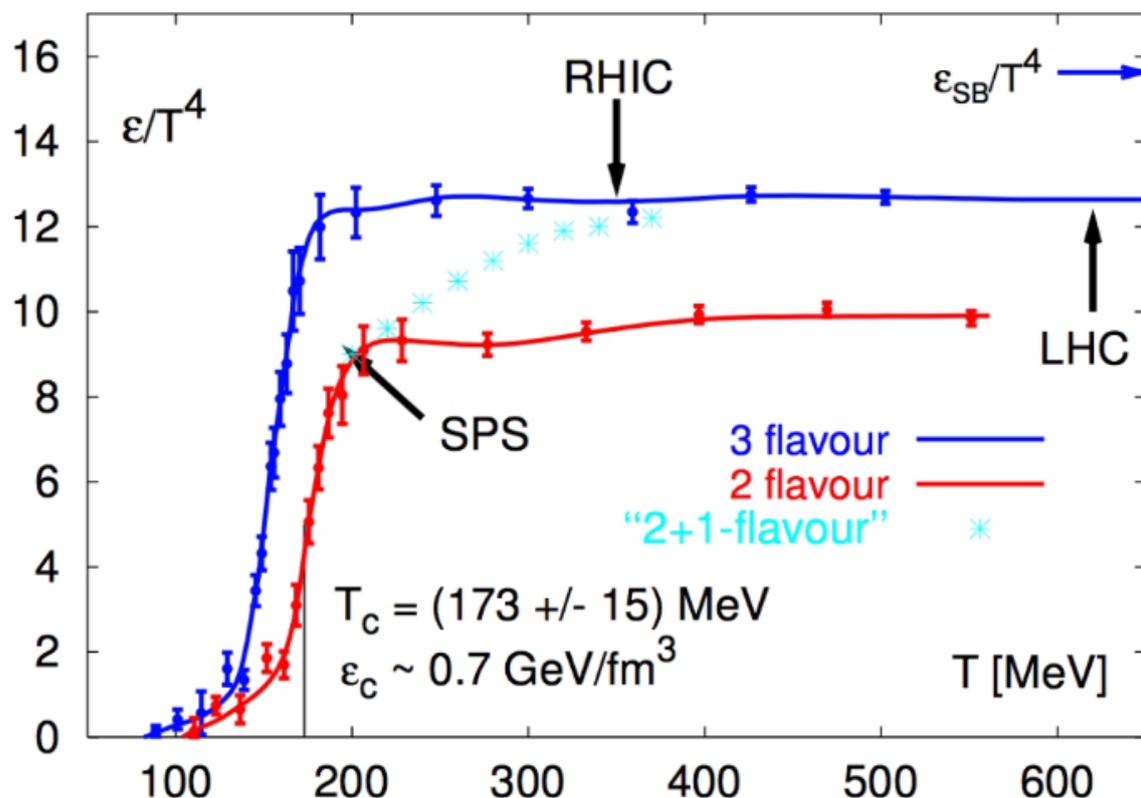


Рис. 1.3: Предсказания КХД на решетке для плотности энергии в зависимости от температуры при моделировании различного числа кварковых ароматов [13]

уществовании КГП, экспериментаторы задались целью изучить возможность ее физического получения. Любая такая среда, если бы она была создана, просуществовала бы лишь очень короткое время, после чего произошел бы фазовый переход обратно в обычную адронную материю. Эволюция светового конуса этого процесса показана на 1.4. Вследствие малого времени жизни КГП о её возникновении можно судить только по наблюдениям определенных экспериментальных признаков, указывающих на то, что произошел фазовый переход.

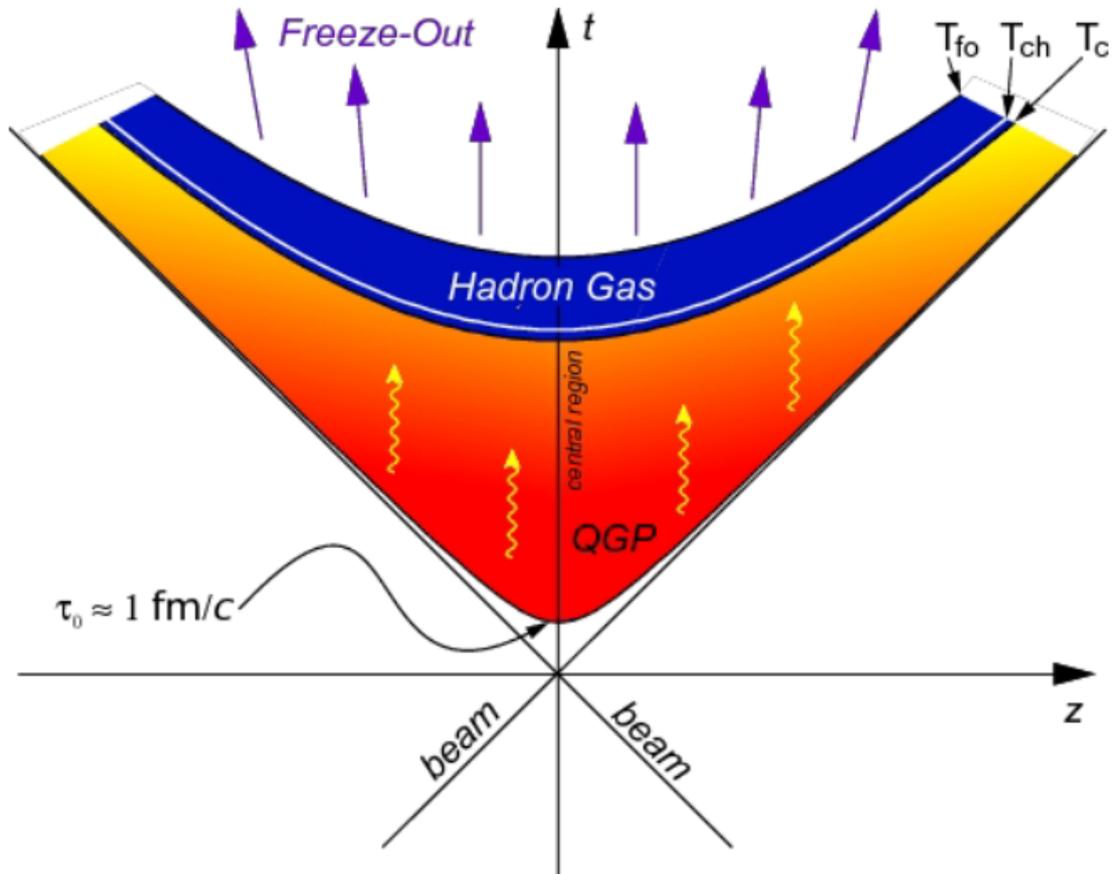


Рис. 1.4: Диаграмма эволюции светового конуса при столкновении тяжелых ионов. Различные температурные масштабы эволюции обозначены символами T_C - критическая температура, T_{ch} и T_{fo} - температуры химического и теплового вымораживания соответственно. Время образования QGP показано как $\tau_0 \approx 1$ фм/с [15].

1.5 Изучение КГП с помощью струй

Струи являются не только полезными объектами для исследования основ КХД в pp или e^+e^- столкновениях, но и имеют далеко идущие приложения в области столкновений тяжелых ионов. Струи образуются на временах, значительно меньших, чем время образования КГП, и поэтому они являются наблюдаемыми, позволяющими получить доступ ко всем стадиям эволюции сильно взаимодействующей среды в состоянии деконфайнмента. За

исключением небольшого изменения ядерных функций распределения партонов ($nPDF$) по сравнению с PDF протонов, образование струй в столкновениях тяжелых ионов ожидается эквивалентным суперпозиции многих pp -столкновений. Изучение того, как изменяется последующая эволюция струй в присутствии КГП, образующихся в таких столкновениях, может дать значительный вклад в понимание фундаментальных свойств среды и процессов, происходящих в КХД.

Подавление выхода адронов и струй с большим поперечным импульсом, наблюдаемое в столкновениях тяжелых ионов по сравнению с pp -столкновениями [16, 17, 18] объясняется потерей энергии, происходящей при распространении струи через среду. Эта потеря энергии может происходить за счет столкновительных и радиационных процессов, которые уменьшают энергию пролетающего партона за счет упругого и неупругого рассеяния, соответственно [19]. Партон, проходящий через КГП, можно рассматривать как аналог электрически заряженной частицы, проходящей через КЭД-плазму. Такой подход часто используется при моделировании партонных потерь энергии в среде. Эффект подавления выхода струй получил название эффекта "гашения струй" и был впервые подтвержден экспериментально в экспериментах на коллайдере RHIC, и позже подтвержден экспериментами на ускорителе LHC.

Столкновительные потери

Столкновительные потери энергии партоном, пролетающим через КГП, впервые были оценены в [20], возникают в результате упругого рассеяния на составляющих плазмы. Этот процесс является доминирующим способом потери энергии для партонов с малым импульсом, и средняя потеря энергии на рас-

сеяние для среды с температурой T приблизительно определяется как

$$\frac{dE^{coll}}{dl} = \frac{1}{4T\lambda\sigma} \int_{m_D^2}^{t_{max}} dt \frac{d\sigma}{dt} t \quad (1.8)$$

где дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ приведено к квадрату передачи импульса $t = Q^2$ [19], а $m_D^2 \sim gT$ - Дебаевская масса, которая характеризует типичный обмен импульсом со средой при данном взаимодействии и зависит от температуры среды T и параметра сильной связи g . Этот механизм потери энергии показан для кварка, распространяющегося в кварк-глюонной плазме и обменивающегося энергией ΔE со средой слева на Рис. 1.5

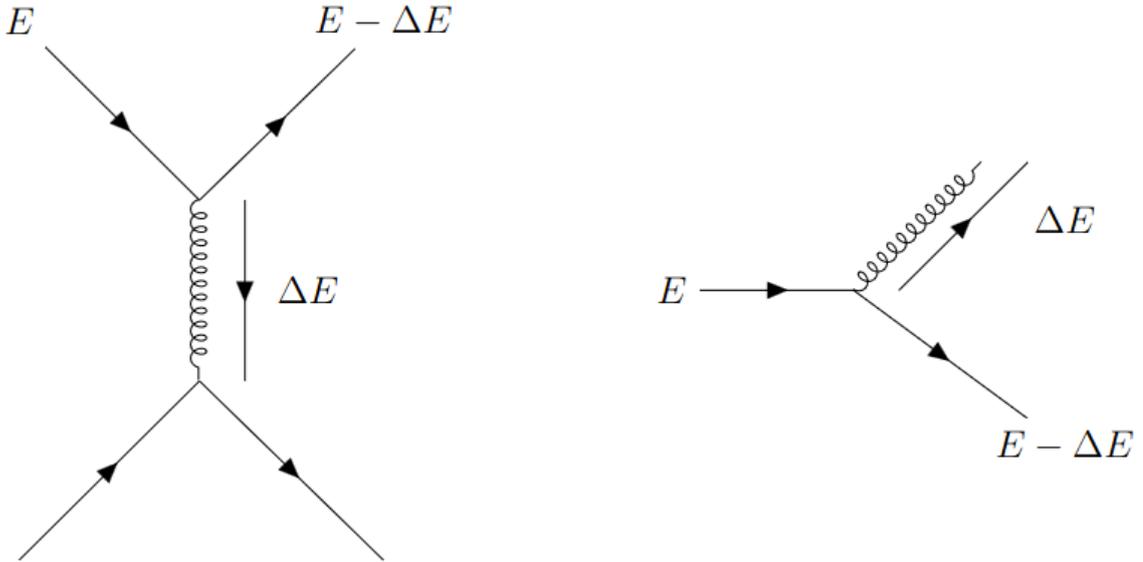


Рис. 1.5: Диаграммы Фейнмана для столкновительных (слева) и радиационных (справа) потерь энергии кварка, проходящего через кварк-глюонную плазму с начальной энергией E и теряющего ΔE энергии в среде.

Радиационные потери

Вторым способом потери энергии в КГП является радиационные потери энергии, при которой энергия уносится от пролетающего партона за счет неупругого рассеяния в среде. На Рис. 1.5 (справа) показано, как этот процесс происходит для пролетающего кварка, излучающего глюон при взаимодействии

со средой. Этот механизм потери энергии является доминирующим для партонов высоких энергий в КПП. В случае для цветового заряда, проходящего через среду, энергия, излучаемая глюоном, имеет вид спектра тормозного излучения (в рамках модели BDMS):

$$\frac{dE^{rad}}{dl} = \frac{2\alpha_S(m_D^2)C_R}{\pi L} \int_{\omega_{min}}^E d\omega [1 - y + y^2/2] \ln |\cos(\omega_1 \tau_1)|, \quad (1.9)$$

$$\omega_1 = \sqrt{i(1 - y + \frac{C_R}{3}y^2)\bar{\kappa} \ln \frac{16}{\bar{\kappa}}}, \quad \bar{\kappa} = \frac{m_D^2 \lambda_g}{\omega(1 - y)} \quad (1.10)$$

где ω - энергия излученного фотона или глюона, I_{rad} - интенсивность излучения, $\tau_1 = L/(2\lambda_g)$, $y = \omega/E$ доля энергии партона уносимая глюоном, $C_R = 4/3$ кварковый цветовой фактор.

1.6 Монте-Карло генераторы

Pythia

PYTHIA - это Монте-Карло генератор событий в физике высоких энергий, который моделирует все событие, начиная с взаимодействия начальных частиц с двумя входящими адронами и заканчивая конечным состоянием выходящих частиц. Используя различные аналитические результаты и различные модели, основанные на КХД, PYTHIA применяется для моделирования широкого спектра физических явлений, включая жесткие процессы, партонные ливни, фрагментацию и адронизацию. PYTHIA оптимизирована для моделирования жестких процессов с одним или двумя объектами конечного состояния. Процесс адронизации в PYTHIA рассчитывается по умолчанию с использованием модели фрагментации струны Лунда [21]. В модели струны Лунда фрагментация происходит за счет растяжения трубки цветового потока, соединяющей кварк и антикварк $(q_1 \bar{q}_1)$, удаляющиеся друг от друга. Поскольку

потенциальная энергия струны увеличивается по мере разделения, становится энергетически выгодным образование новой кварк-антикварковой пары, которая связывается с исходной парой, образуя два мезона ($q_1\bar{q}_2 + \bar{q}_1q_2$). Процесс продолжается с образованием новых кварковых и антикварковых пар до тех пор, пока энергия вылетающих адронов не станет достаточно низкой, чтобы составляющие больше не пытались разделиться. Возможно также, что в процессе фрагментации струны образуется дикварк-антикварковая пара, приводящая к созданию пар барион-антибарион. На стадии фрагментации в процессе адронизации часто образуется большое число нестабильных частиц, которые впоследствии распадаются.

Herwig++

HERWIG++ - ещё один Монте-Карло генератор событий в физике высоких энергий. В отличие от Pythia, Herwig++ использует кластерную модель фрагментации. В нем используются партонные ливни с угловым упорядочиванием для учета эффектов цветовой когерентности. Также в Herwig++ присутствует автоматическая генерация жестких процессов и распадов с полными спиновыми корреляциями для многих моделей за пределами Стандартной Модели (BSM).

Pyquen

PYQUEN - генератор событий для моделирования перерассеяния, радиационных и столкновительных потерь энергии жестких партонов в расширяющейся кварк-глюонной плазме, создаваемой в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов. Механизмы потерь энергии жестких партонов описаны в предыдущем разделе.

Hydjet++

HYDJET++ - генератор событий Монте-Карло для моделирования релятивистских столкновений тяжелых ионов, рассматриваемых как суперпозиция мягкого состояния гидродинамического типа и жесткого состояния, возникающего в результате многочастичной фрагментации. Жесткая часть аналогична генератору Pyquen. Мягкая часть это термальное адронное состояние, возникновение которого описывается с помощью релятивистской гидродинамики. Оно включает в себя эффекты продольного, радиального и эллиптического потока, а также распады адронных резонансов.

Глава 2

Ускоритель LHC и детектор CMS

Результаты, представленные в данной работе, получены с использованием данных, набранных на детекторе CMS в протон-протонных соударениях ускорителя LHC, либо моделируют подобные соударения в похожих условиях. В данной главе приводится краткое описание ускорительного комплекса LHC, а также устройство детектора CMS.

2.1 Ускоритель LHC

LHC (Large Hadron Collider) [22] - коллайдер частиц в CERN'е (Европейская Организация Ядерных Исследований, Швейцария). Ускорительное кольцо коллайдера имеет длину 26.7 километров и расположено в тоннеле под землей на глубине от 45 до 170 метров. Тоннель проходит на территории Франции и Швейцарии. Ранее в данном тоннеле располагался LEP (Большой электрон-позитронный коллайдер). Энергия протонов в системе центра масс на момент первого года работы LHC в 2011 году составляла 7 ТэВ, 8 ТэВ в 2012 году и 13 ТэВ начиная с 2015 года. Помимо протонов, LHC может ускорять ионы свинца, кислорода, ксенона и др. Проектная светимость равняется $10^{34} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для протон-протонных столкновений и $10^{27} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для столкновений тяже-

лых ионов. Процесс ускорения частиц на LHC проходит в несколько стадий с использованием промежуточных ускорителей:

- Атомы водорода ионизируются в сильном электрическом поле и ускоряются до 1.4% скорости света.
- Полученный пучок отрицательно заряженных ионов водорода поступает в линейный ускоритель LINAC 4, где его энергия увеличивается до 160 МэВ в электрическом поле СВЧ резонаторов. В процессе инжекции в Бустер Протонного Синхротрона ионный пучок теряет электроны, и на вход подаются уже протоны в чистом виде.
- Бустер Протонного Синхротрона (PSB) ускоряет пучок протонов до 2 ГэВ перед инжекцией в Протонный Синхротрон (PS)
- После PSB пучки протонов попадают в Протонный Синхротрон - PS, в котором энергия протонов увеличивается до 26 ГэВ. Протонный Синхротрон имеет длину кольца 628 метров и является самым первым синхротроном (с жесткой фокусировкой) в ЦЕРНе и в мире.
- Следом пучок протонов попадает в Супер Протонный Синхротрон (SPS), второй по величине ускоритель в ЦЕРНе. В нем пучок ускоряется до 450 ГэВ
- После прохождения всех этапов, описанных выше, пучки протонов попадают в два кольца LHC. Максимальное количество сгустков протонов в одном пучке - 2808 сгустков, с интервалом 25 нс между ними. Пучки разгоняются СВЧ резонаторами и достигают энергии 7 ТэВ. Протоны удерживаются в кольце путем отклонения их траектории сверхпроводящими дипольными магнитами.

The CERN accelerator complex Complexe des accélérateurs du CERN

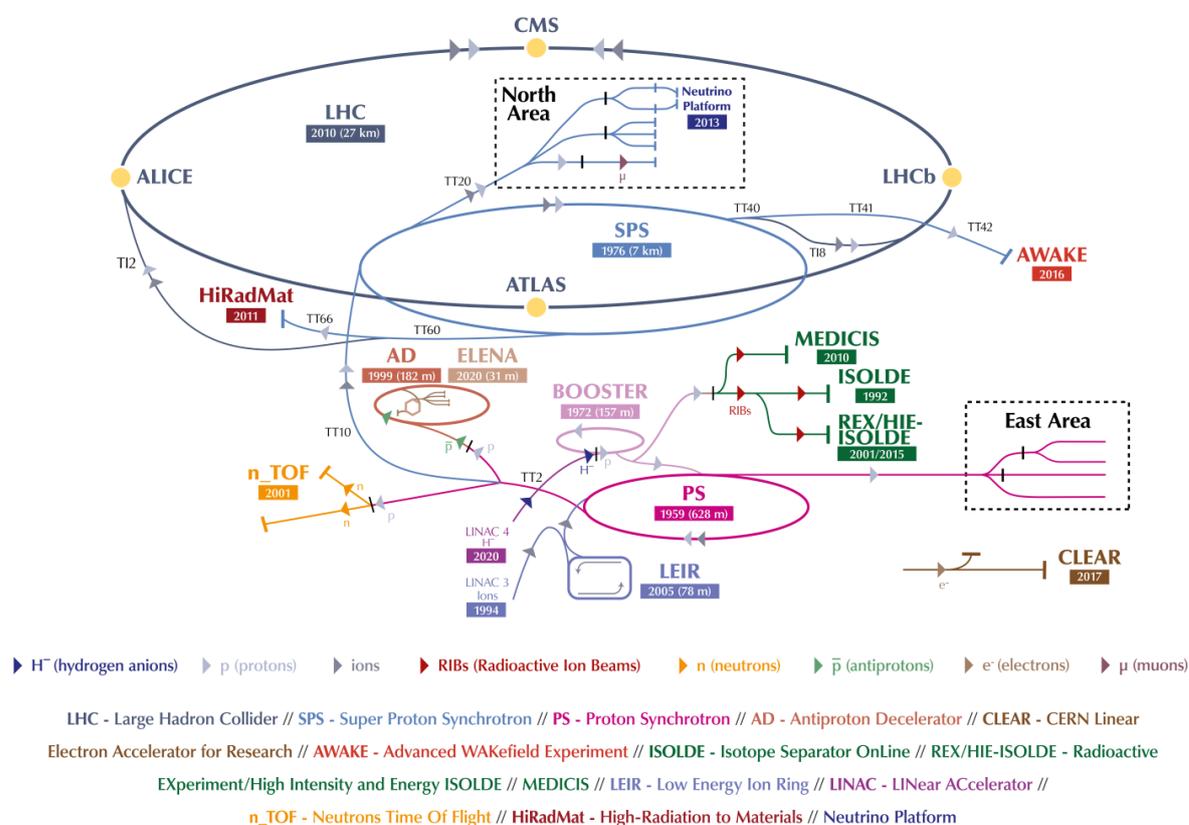


Рис. 2.1: Ускорительный комплекс Большой адронный коллайдер

Схема ускорительного комплекса ЛHC показана на Рис. 2.1. Два ускоренных пучка циркулируют по кольцу ЛHC и сталкиваются в четырех точках кольца. Перед этим они фокусируются с помощью квадрупольных линз. В данных точках ускорителя ЛHC находятся четыре основных эксперимента: ALICE, LHCб, ATLAS, CMS. Детектор CMS будет рассмотрен в следующем разделе.

2.2 Детектор CMS (Компактный Мюонный Соленоид)

Требования к детектору CMS [23] для достижения целей программы физики БАК можно свести к следующему:

- Хорошая идентификация мюонов и разрешение по импульсу мюонов в широком диапазоне энергий в области $|\eta| < 2.5$, хорошее разрешение по массе димюона ($\approx 1\%$ при $100\text{ГэВ}/c^2$), и возможность однозначного определения заряда мюонов с $p < 1\text{ТэВ}/c$.
- Хорошее разрешение по импульсу заряженных частиц и высокая эффективность реконструкции во внутреннем трекаре. Эффективный триггер и таггирование τ и b -струй, требующие использования пиксельных детекторов вблизи области взаимодействия.
- Хорошее разрешение по электромагнитной энергии, хорошее разрешение по массе дифотонов и диэлектронов ($\approx 1\%$ при $100\text{ГэВ}/c^2$), большой геометрический аксептанс ($|\eta| < 2.5$), измерение направления фотонов и/или правильная локализация первичной вершины взаимодействия, отбраковка (rejection) π^0 и эффективная изоляция фотонов и лептонов при высоких светимостях.
- Хорошее разрешение по энергии E_T^{miss} и диджета, требующее адронных калориметров с большим герметичным геометрическим аксептансом ($|\eta| < 5$) и с тонкой поперечной сегментацией ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0.1 \times 0.1$).

Этим требованиям отвечает конструкция CMS, подробно описанная в следующих разделах. Основными отличительными особенностями CMS являются мощный сверхпроводящий соленоид, полностью кремниевая трековая система и электромагнитный калориметр на основе сцинтилляционных кристаллов. Система координат в CMS имеет начало в точке взаимодействия в самом центре детектора. Ось x направлена к центру кольца ЛНС, ось y направлена вертикально вверх, ось z - вдоль оси пучка. Данную систему координат часто переводят в координаты η, ϕ , где первая - псевдобыстрота $\eta = -\ln(\text{tg}(\theta/2))$

(θ - полярный угол), а вторая - азимутальный угол ϕ в плоскости x, y . Общая схема детектора CMS представлена на Рис. 2.2. Основой детектора является сильный сверхпроводящий соленоид, ось которого совпадает с осью пучка. Вокруг соленоида расположены разные детектирующие слои. Принято разделять подсистемы детектора CMS на центральные ($|\eta| < 1.5$), торцевые ($1.5 < |\eta| < 3.0$) и передние ($|\eta| > 3.0$).

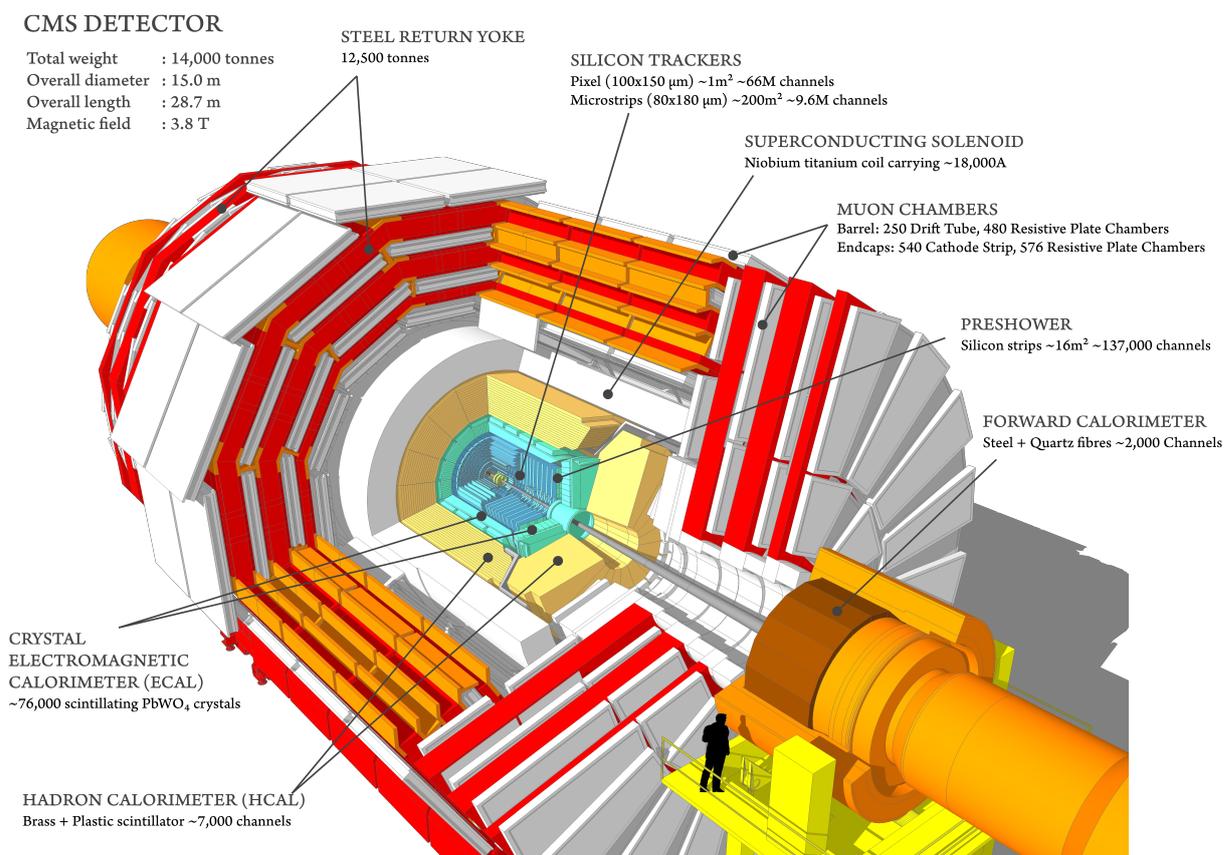


Рис. 2.2: Общий вид детектора CMS

2.2.1 Магнит

В детекторе CMS магнитное поле обеспечивается широко-апертурным сверхпроводящим тонким соленоидом диаметром 6 м и длиной 12,5 м, в котором величина магнитного поля в центре $|B_0|$ 3.8 Т создается постоянным током величиной 18 кА [24]. Катушка сверхпроводящего магнита состоит из 2168 витков NbTi. Ядро возврата магнитного потока изготовлено из конструк-

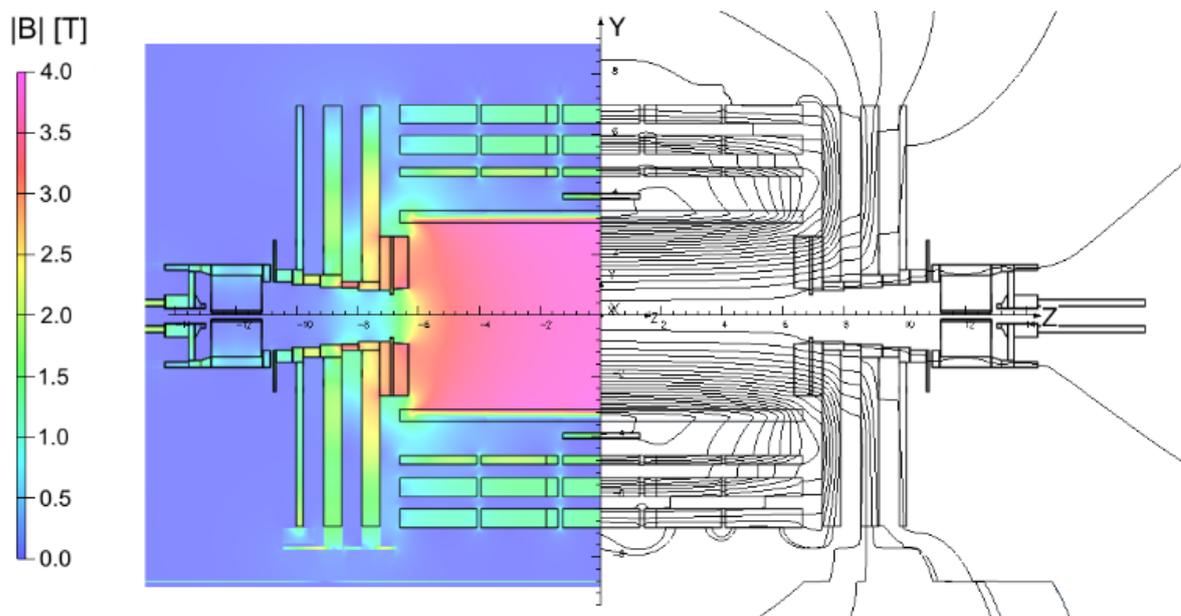


Рис. 2.3: Схема магнитного поля CMS. Величина магнитного поля в Тесла (слева), силовые линии магнитного поля (справа)

ционной стали, содержащей до 0.17% углерода и до 1.22% марганца, а также небольшое количество кремния, хрома и меди. Ядро весом $\tilde{10}$ килотонн состоит из пяти трехслойных додекагональных бочкообразных колес и трех дисков с торцевыми крышками на каждом конце. Его основная роль заключается в повышении однородности поля в объеме трекера. Кроме того, стальные пластины играют роль поглотителя для четырех чередующихся слоев мюонных камер, а обратный поток магнитного поля в поглотителе отклоняет мюоны в направлении противоположном отклонению в соленоиде, что обеспечивает измерение импульса мюонов независимо от измерений в трекере. На Рис. 2.3 показана величина и силовые линии магнитного поля магнита CMS.

2.2.2 Трековая система

Схема трекового детектора представлена на Рис. 2.4. Вблизи точки взаимодействия, в центральной области, расположены 4 слоя гибридных пиксельных детекторов на радиусах 9, 68, 109, и 160 мм от оси пучка. Размер пикселей

составляет 100×150 мкм². В центральной части кремниевые стриповые (полосковые) детекторы расположены на расстоянии r от 20 до 110 см. В торцевой области имеется 3 пиксельных и 9 стриповых слоев в каждой из двух торцевых частей. Центральная часть разделена на Внутреннюю и Внешнюю. Для того чтобы избежать слишком малых углов пересечения треков с плоскостями детектора, внутренняя центральная часть короче внешней. В области перехода между центральной и торцевой частью расположены дополнительные 3 Внутренних диска. Общая площадь пиксельного детектора составляет $\approx 1.9 \text{ м}^2$, в то время как площадь кремниевых стриповых детекторов - 200 м^2 , обеспечивая покрытие до $|\eta| < 2.4$. Трекер состоит из 123 млн. пикселей и 9.6 млн. кремниевых стрипов [19]. Высокая сегментация трековой системы позволяет определять траектории заряженных частиц с точностью до десятков микрометров, при этом загруженность трековой системы даже в случае соударений ядер свинца составляет менее 1% для пиксельного детектора и менее 20% для стрипового детектора.

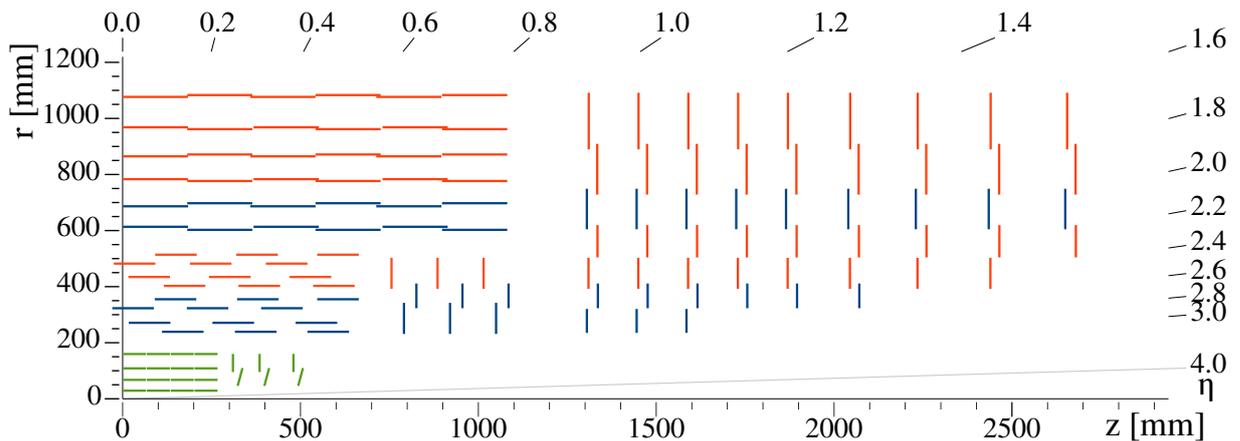


Рис. 2.4: Схема одной четвертой части трекового детектора CMS. Зеленым цветом показан пиксельный детектор. Синим и красным - стриповый детектор

2.2.3 Электромагнитный калориметр

Схема электромагнитного калориметра представлена на Рис. 2.5. Электромагнитный калориметр (ECAL) представляет собой герметичный однородный калориметр, состоящий из 61200 кристаллов вольфрамата свинца (PbWO_4), установленных в центральной части детектора и закрытых 7324 кристаллами в каждой из двух торцевых частей. Для ECAL были выбраны сцинтилляционные кристаллы вольфрамата свинца. Эти кристаллы имеют малые радиационную длину ($X_0 = 0,89$ см) и мольеровский радиус (2,2 см), высокое быстродействие (80% света излучается за 25 нс) и радиационную стойкость (до 10 Мрад). Однако относительно низкий световой выход (30 $\gamma/\text{МэВ}$) требует использования фотоумножителей с внутренним усилением, способных работать в магнитном поле. В качестве фотоумножителей в центральной части используются кремниевые лавинные фотодиоды (APD), а в торцевых частях - вакуумные фототриоды (VPT). Кроме того, чувствительность как кристаллов, так и отклика APD к изменению температуры требует температурной стабильности (цель - 0.1°C). Таким образом, использование кристаллов PbWO_4 позволило создать компактный калориметр внутри соленоида, обладающий быстродействием, тонкой сегментацией и радиационной стойкостью. Центральная секция (EB) имеет внутренний радиус 129 см. Она имеет структуру из 36 идентичных "супермодулей", каждый из которых занимает половину длины центральной части и соответствует интервалу по псевдобыстроте $0 < |\eta| < 1.479$. Кристаллы квазипроективны (оси наклонены на 3 градуса относительно линии, проведенной из номинального положения вершины) и покрывают 0.0174 (т.е. 1 градус) по $\Delta\phi$ и $\Delta\eta$. Кристаллы имеют сечение передней грани $\approx 22 \times 22$ мм² и длину 230 мм, что соответствует $25.8X_0$. Торцевые секции (EE), расположенные на расстоянии 314 см от вершины и

охватывают диапазон по псевдобыстроте $1.479 < |\eta| < 3$, имеют структуру двух полудисков, состоящую из полукруглых алюминиевых пластин, от которых отходят структурные единицы кристаллов 5×5 , называемые "супер-кристаллами".

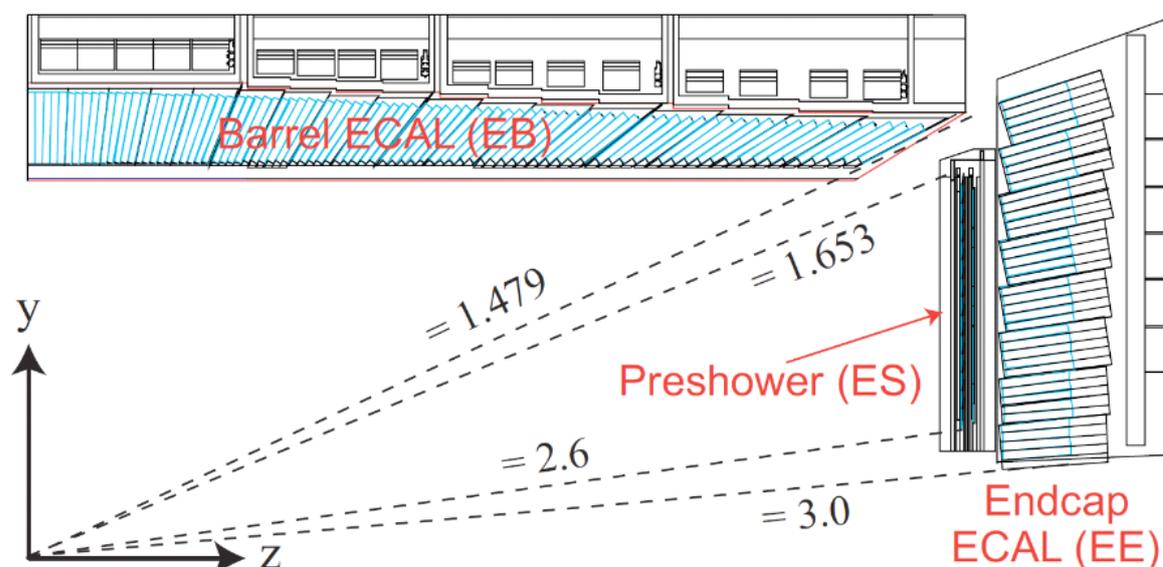


Рис. 2.5: Схема электромагнитного калориметра CMS. Пунктирными линиями показаны диапазоны по псевдобыстроте η

2.2.4 Адронный калориметр

Схема адронного калориметра представлена на Рис. 2.6. Конструкция адронного калориметра (HCAL) сильно зависит от выбора параметров магнита, поскольку большая часть калориметрии CMS находится внутри катушки магнита и окружает систему ECAL. Важным требованием к адронному калориметру является минимизация негауссовых хвостов в энергетическом разрешении и обеспечение хорошей герметичности при измерении E_T^{miss} . Поэтому в конструкции HCAL максимизируется используемый объем материала и количество ядерных длин внутри катушки магнита. Эта часть дополняется еще одним слоем сцинтилляторов, называемым адронным внешним (HO) детек-

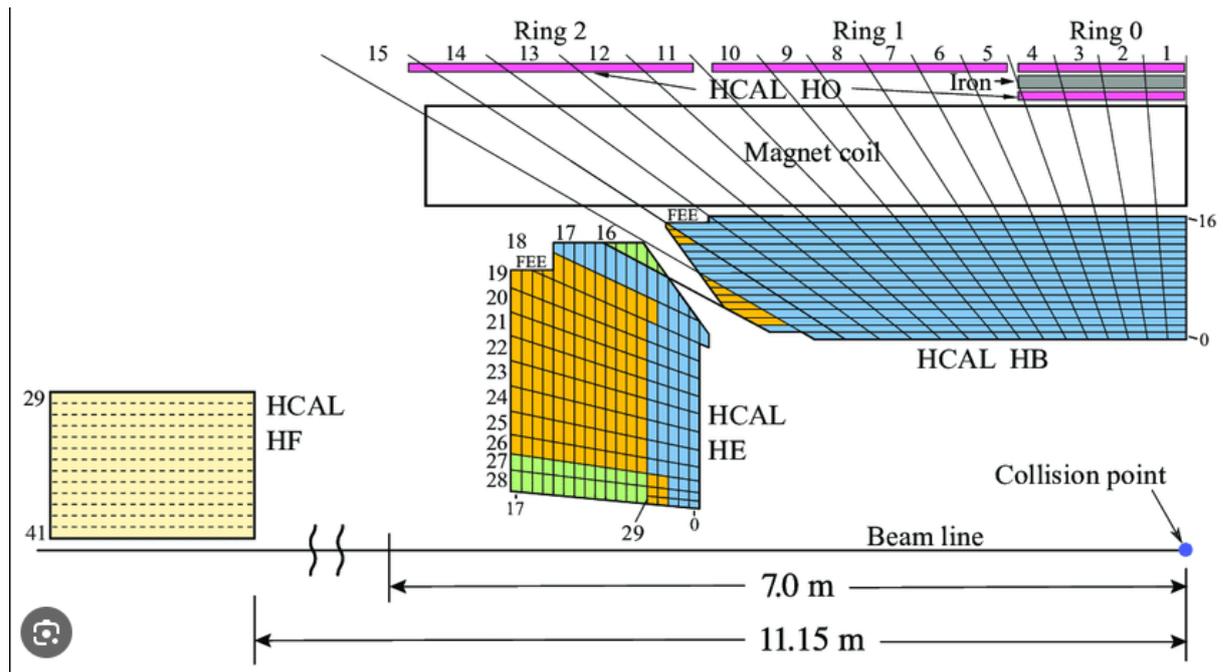


Рис. 2.6: Схема адронного калориметра CMS

тором, расположенным на внешней стороне магнита. В качестве материала поглотителя была выбрана латунь, так как она имеет достаточно малую ядерную длину взаимодействия, легко поддается механической обработке и является немагнитной. Максимальное количество поглотителя перед магнитом требует свести к минимуму объем, отведенный под активную (детектирующую) среду. Идеальным вариантом является технология "плитка/волокно". Она представляет собой пластиковые сцинтилляторные плитки со встроенными спектросмещающими волокнами. Спектросмещающие волокна сращиваются вне сцинтиллятора с прозрачными транспортными волокнами с высокой длиной затухания, по которым свет поступает в систему считывания. Фотодетекторное считывание изначально осуществлялось на основе многоканальных гибридных фотодиодов (HPD), однако было полностью заменено на считывание на основе полупроводниковых фотоумножителей (SiPM). Конструкция поглотителя собирается путем скрепления болтами предельно точно обработанных латунных пластин, расположенных таким образом, что-

бы оставалось пространство для установки пластин сцинтиллятора толщиной 3.7 мм. Такая сборка позволяет изготовить HСAL практически без зазоров и мертвых зон по ϕ . Зазор между центральной и торцевой частью HСAL, через который проходят кабельные каналы для ЕСAL'а и трекера, наклонен под углом 53 градуса и направлен в сторону от центра детектора.

Центральный адронный калориметр (HВ)

Центральный Адронный калориметр разделен на две части по z . Основа центрального адронного калориметра - клинья (18+18 клиньев, каждый из которых покрывает 20 градусов по ϕ), вес каждого - 26 тонн. Тайлы (17 слоев) в клиньях объединяются по светосбору в логические "башни": 4 по phi и 16 по η . Центральный Адронный калориметр охватывает область по псевдобыстроте $-1.4 < \eta < 1.4$, в результате чего получается 2304 башни с сегментацией $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. Каждая башня - один канал считывания. По глубине каждая башня имеет 15 латунных пластин, каждая из которых толщиной около 5 см, плюс 2 (первая и последняя) пластины из нержавеющей стали для обеспечения механической прочности. Частицы, выходящие из объема ЕСAL, сначала попадают на пластину сцинтиллятора толщиной 9 мм, а в остальных слоях толщина пластин 3.7 мм. Световыход первого слоя оптимизированный с помощью Монте-Карло в 1.5 раза выше, чем у других пластин сцинтиллятора. Задача первого слоя - детектировать ливни, образующиеся в пассивном материале между центральными частями электромагнитного и адронного калориметров.

Внешний адронный калориметр (НО)

Внешний адронный калориметр (НО) содержит сцинтилляторы толщиной 10 мм, которые выстраиваются по внешней стороне магнита и покрывают область $-1.26 < \eta < 1.26$. Плитки сгруппированы в 30-градусные секторы, совпадающие с ϕ -сегментацией дрейфовых камер. Они собирают энергию хвостов адронных ливней, просачивающихся через заднюю часть калориметров, и увеличивают эффективную толщину адронной калориметрии более чем до 10 длин взаимодействия, что позволяет уменьшить хвосты в функции энергетического разрешения. НО также улучшает разрешение калориметра по E_T^{miss} .

Торцевой адронный калориметр (НЕ)

Каждый торцевой адронный калориметр (НЕ) состоит из 14 η башен с сегментацией в 5 градусов по ϕ и охватывают область по псевдобыстроте $1.3 < |\eta| < 3.0$. Для 5 крайних башен (при меньшем η) сегментация ϕ составляет 5 градусов, а η сегментации - 0.087. Для 8 самых внутренних башен сегментация ϕ составляет 10 градусов, в то время как сегментация η изменяется от 0.09 до 0.35 при наибольшем η . Общее количество башен НЕ составляет 2304.

Передний адронный калориметр (НФ)

Покрытие между псевдобыстротами 3.0 и 5.0 обеспечивается Передним Адронным калориметром (НФ). Основная проблема в данной области заключается в гигантском потоке частиц. С начала работы ЛНС НФ получил дозу радиации $\tilde{5}$ МГр. В таких условиях обычные технологии (сцинтилляторы, кремний и т.д.) не работают, поэтому был выбран сэмплинг-калориметр из стали/кварцевого волокна. Сигнал формируется за счет излучения Черенкова в

кварцевых волокнах, которое затем направляется по волокнам на фотоумножители. Такой калориметр наиболее чувствителен к электронам, то есть к электромагнитной компоненте адронного ливня. В результате адронные ливни в таком калориметре более узкие и короткие, что идеально подходит для перегруженной среды в передней области. Передняя панель HF расположена на расстоянии 11.2 м от точки взаимодействия. Полная толщина стального поглотителя составляет 1.65 м. Поглотитель состоит из стальных пластин толщиной 5 мм в которых фрезеруются пазы 1×1 мм², расположенные на расстоянии 5 мм друг от друга. Пластины затем свариваются диффузионной сваркой. Кварцевые волокна диаметром 0.6 мм вставляются в пазы и в результате образуют структуру в виде квадратной сетки 5×5 мм. Половина кварцевых волокон, идущих параллельно линии пучка, вставлены на полную глубину абсорбера (1.65 м), а вторая - на 1.43 м, то есть начинается с 22 см. от передней панели. Две группы считываются отдельно, создавая две эффективные продольные выборки. Механической единицей калориметра являются клинья, размером 20 градусов по ϕ , которые собираются в цилиндр внешним радиусом 130 см и внутренним 12.5 см (чтобы пропустить камеру ускорителя). По 18 клиньев с каждой стороны от точки взаимодействия и формируют два HF модуля. Кварцевые волокна группируются в пучки, образуют 0.175×0.175 ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) башни, за исключением самой низкой η -башни с $\Delta\eta \approx 0.1$ и самой высокой η -башни с $\Delta\eta \approx 0.3$. Сегментация ϕ всех башен равна 10 градусов, за исключением самой высокой башни η , у которой $\Delta\phi \approx 20$ градусов. Таким образом, в двух HF-модулях получается 900 башен и 1800 каналов.

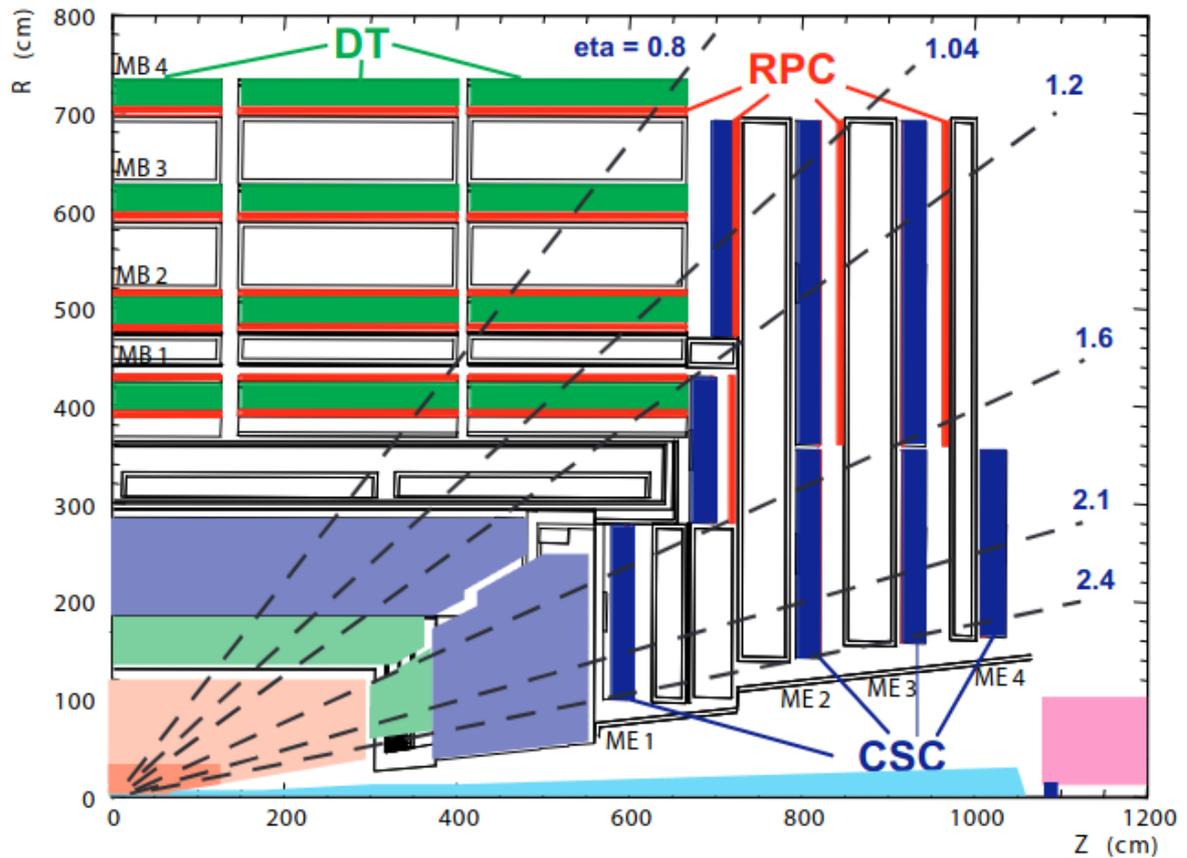


Рис. 2.7: Схема мюонной системы CMS

2.2.5 Мюонные системы

Для идентификации и измерения импульса мюонов используются три типа газообразных детекторов [4]. Выбор технологий детекторов был обусловлен очень большой площадью покрытия и различными радиационными условиями. В центральной области ($|\eta| < 1.2$), где нейтронный фон мал, поток мюонов невелик и остаточное магнитное поле в камерах невелико, используются камеры с дрейфовыми трубками (DT). В торцевых областях, где поток мюонов, а также величина нейтронного фона велики, а магнитное поле также велико, используются стриповые катодные камеры (CSC), которые покрывают область до $\eta < 2.4$. Кроме того, и в центральной и в торцевой области используются камеры с резистивными пластинами (RPC) вплоть до $\eta < 1.6$. Схема расположения одной четверти мюонной системы CMS показана на Рис.

2.7. В центральной области 4 станции детекторов расположены в виде цилиндров, чередующихся с железным ярмом. Сегментация вдоль направления пучка идет по 5 колесам ярма. В каждой из торцевых областей CSC и RPC расположены в виде 4 станций, перпендикулярных пучку, каждая из которых состоит из концентрических колец: 3 кольца в самой внутренней станции и 2 - в остальных. В целом мюонная система содержит порядка 25000 м² активных плоскостей детектирования и около 1 млн. электронных каналов.

2.2.6 Триггерная система

Триггер первого уровня (L1)

Размеры детектора CMS и подземного экспериментального зала задают минимальное время прохождения сигналов от фронтальной электроники до служебного зала, в котором находится логика триггера первого уровня, и возвращения сигнала обратно к фронтальной электронике детектора. Общее время, отведенное на прохождение и принятие решения о сохранении или отбрасывании данных с конкретного пересечения пучков, составляет 3.2 мкс. В течение этого времени данные детектора должны храниться в буферах, пока триггерные данные собираются с фронтальной электроники и принимаются решения, которые отбрасывают большую часть событий, сохраняя небольшую часть интересующих взаимодействий (почти 1 пересечение из 1000). Из общей задержки время, отведенное на вычисление триггера первого уровня, составляет менее 1 мкс. Решение уровня 1 формируется аппаратными процессорами. В триггерах первого уровня участвуют калориметрическая и мюонная системы, а также некоторая корреляция информации между этими системами. Решение уровня 1 основано на наличии “примитивных триггеров”, таких как фотоны, электроны, мюоны и струи, превышающих по поперечной

энергии или импульсу установленные пороговые значения E_T или p_T . При этом также используются глобальные суммы E_T и E_T^{miss} . Для формирования триггерных объектов используются данные с уменьшенной сегментацией и уменьшенным разрешением. Проектное значение частоты триггера первого уровня - 100 кГц. Расчетное значение 100 кГц задается средним временем передачи полной информации детектора через систему считывания. Большая часть логики триггерной системы содержится в специализированных интегральных схемах (ASIC), нестандартных ASIC и ASIC с вентиляльными матрицами, полевых программируемых вентиляльных матрицах (FPGA), программируемых логических устройствах (PLD), а также в дискретной логике, например, в памяти с произвольным доступом, используемой для таблиц перебора памяти (LUTs).

Триггер высокого уровня (HLT)

После получения триггера первого уровня через фиксированный интервал времени около 3.2 мкс данные передаются в буферы считывания фронтальной электроники. После дальнейшей обработки сигнала и сжатия данных они помещаются в двухпортовую память для доступа системы набора данных (DAQ). Каждое событие размером около 1.5 МБ содержится в нескольких сотнях буферов считывания. Через "коммутатор" формирования события данные из него передаются в процессор. На каждом процессоре выполняется один и тот же программный код высокоуровневого триггера (HLT), снижающий выходную частоту триггера первого уровня с 100 кГц до 100 Гц для массового хранения. Использование процессорного парка для всех вычислений, выходящих за пределы триггера первого уровня, позволяет максимально использовать преимущества развития вычислительной техники. Гибкость до-

стигается за счет полной свободы в выборе данных для обработки, а также за счет сложности алгоритмов. При разработке кодаHLT использовались различные стратегии. Вместо того, чтобы восстанавливать все возможные объекты в событии, по возможности восстанавливаются только те объекты и области детектора, которые действительно необходимы. События должны отбрасываться как можно быстрее. Это приводит к идее частичной реконструкции и к понятию множества виртуальных триггерных уровней, например, используется информация о калориметре и мюонах, затем используются пиксельные данные трекера и, наконец, полная информация о событии.

Глава 3

Измерение радиационных повреждений и первичная калибровка Адронного Калориметра с помощью радиоактивного источника

3.1 Механизм радиационных повреждений в сцинтилляторе

Пластиковые сцинтилляторы широко используются в детекторах для экспериментов в области физики высоких энергий благодаря высокому световыходу, низкой стоимости и универсальности. Однако известно, что они также подвержены радиационному повреждению (подробный обзор приведен в [25]). Радиационное повреждение в первую очередь влияет на прозрачность сцинтиллятора, поражая так называемую “базу” (полистирол или PVT) но, может поражать и флюоры (PТP, РОРОР), обеспечивающие механизм сцинтилляций. Как правило, светоотдача сцинтиллятора экспоненциально уменьшается с полученной дозой, как показано в Ур. 3.1:

$$L(d) = L_0 \exp(-d\mu) \quad (3.1)$$

где $L(d)$ световой выход после получения дозы d , L_0 - световой выход до облучения, μ - в общем случае функция, зависящая от мощности дозы R . Величина μ зависит от материалов, используемых при изготовлении сцинтиллятора, а также от того, как с ним обращаются до и во время экспериментальных работ. Повреждение флюоров может иметь место [29], но, как правило, оно невелико [31, 32]. Повреждение подложки часто приводит к образованию радикалов, сопряженных двойных связей, карбониллов, образующихся в результате реакции с кислородом, а также других структур, которые могут быть центрами окраски. Центры окраски, мешающие переносу света между первичным и вторичным флюором, снижают исходный световой выход. Цветовые центры, поглощающие свет, излучаемый вторичным флюором уменьшают длину поглощения света в сцинтилляторе. Радикалы образуются при разрыве химических связей в полимере. Эти связи могут вновь образовываться в течение времени, зависящего от таких факторов, как плотность радикалов и температура. Такое повреждение называется временным, а повторное образование связей - отжигом (annealing). Некоторые продукты вызывают необратимые изменения в химической структуре. На Рис. 3.1 показана химическая структура необлученного ПС. На Рис. 3.2 показаны некоторые постоянные центры окраски, которые могут образовываться в ПС [33]. Явления отжига

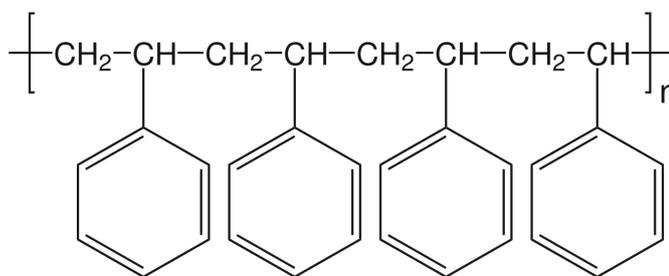


Рис. 3.1: Необлученный полистирол

(annealing) может быть одной из причин зависимости повреждений сцинтил-

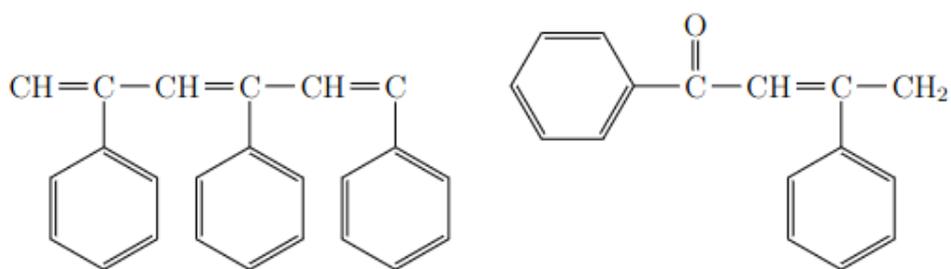


Рис. 3.2: Примеры центров окраски, которые возникают при облучении полистирола. Изменение справа может происходить только в присутствии кислорода.

лятора не только от дозы облучения, но и от мощности дозы (зависимость μ от мощности дозы). Было представлено несколько результатов по зависимости μ от мощности дозы [26, 27, 28, 29, 30]. В работе [30] авторы не наблюдали изменения выходного сигнала или длины затухания для SCSN-81 вплоть до мощности дозы 2 Гр/ч, а авторы работ [27, 28] наблюдали эффект при мощностях дозы от 10 Гр/ч до 10 кГр/ч. Кроме эффектов радиационного повреждения есть и деградация сцинтилляторов от времени - старение сцинтиллятора. Все эти эффекты затрудняют задачу изучения радиационной стойкости сцинтилляторов и предсказания зависимости повреждения от дозы.

3.2 Устройство системы калибровки радиоактивным источником ^{60}Co

Возможность измерения отклика отдельной ячейки сцинтиллятора с помощью движущегося точечного радиоактивного источника позволяет выполнять целый ряд задач:

- Проверка качества сборки calorimetра, в частности оптоволоконной си-

стемы, включающей спектросмещающее волокно (WLS) и прозрачное транспортное волокно.

- Изучение изменения отклика калориметрических ячеек в следствии радиационных повреждений и старения
- Получение значений первичной калибровки и выравнивание отклика ячеек

Моторизованная система доставки радиоактивного источника (см. Рис. 3.3) изначально применялась в эксперименте CDF и была внедрена аналогичным образом во все адронные калориметры CMS (HB и HE), а также в передний калориметр HF. Данная система позволяет доставлять радиоактивный источник ^{60}Co в каждую ячейку калориметра. Источник находится на конце полой стальной проволоки длиной 11 метров. Проволка намотана на барабан радиусом 12 см и может выдвигаться в пластиковую трубку при помощи мотора. Небольшой шаговый двигатель выбирает в какую из 134 трубок попадет источник. Источник на конце проволоки движется со скоростью 6 см/с. Пластиковые трубки проложены вдоль каждого слоя адронного калориметра, как показано на Рис. 3.4 Трубки выходят из детектора и приходят на соединительные панели. Далее к панелям присоединяется моторизованная система доставки. Соединительные панели могут иметь разный вид, в зависимости от предполагаемого типа использования, постоянного или временного. Стационарная система доставки источника должна была быть подключена к панелям постоянно, и предполагалось использовать её в коротких перерывах между набором данных LHC, с включенным магнитным полем CMS. Для транспорта использовалась пневматическая система, так как электрический мотор не мог функционировать в условиях высокого магнитного поля. Стационарная система доставляла источник только к трем слоям адронного кало-

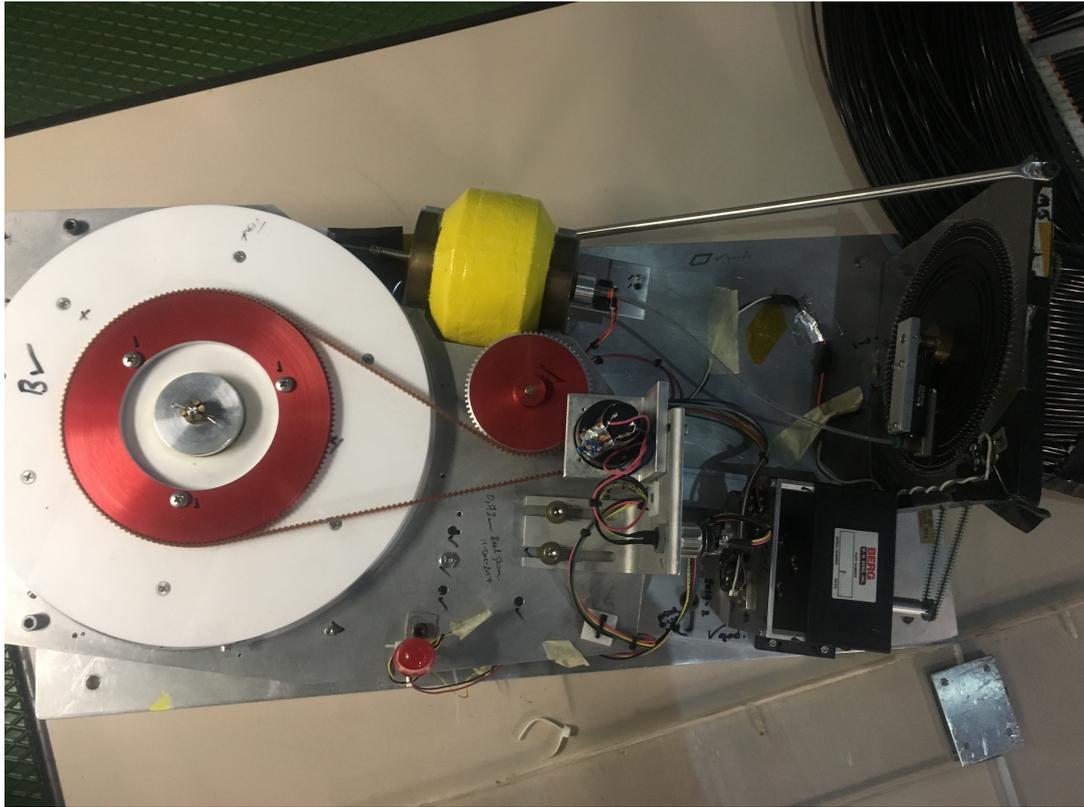


Рис. 3.3: Система доставки радиоактивного источника

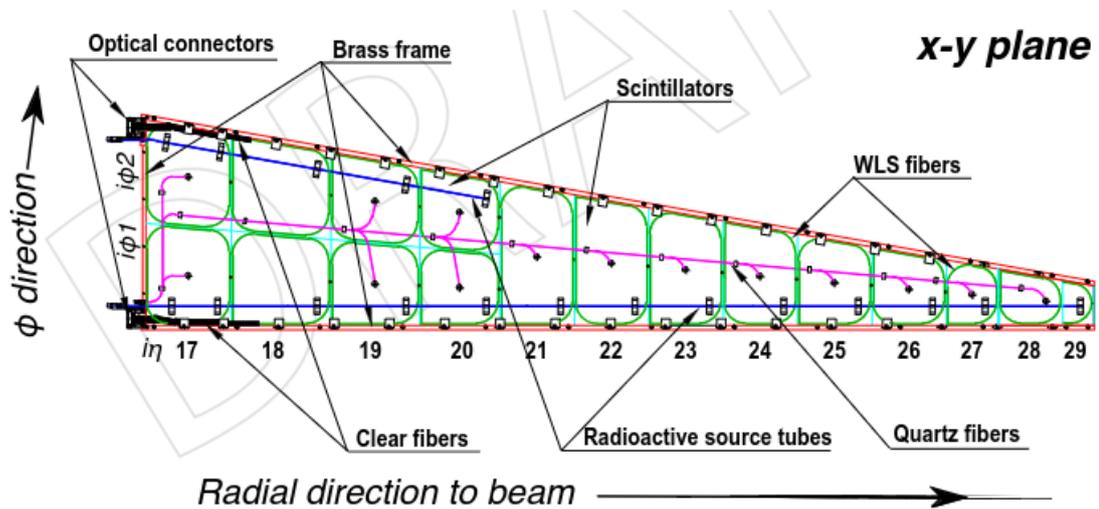


Рис. 3.4: Схема расположения пластиковых трубок (синим цветом), используемых для доставки радиоактивного источника

риметра - нулевому, седьмому и одиннадцатому, что соответствовало началу, середине и концу калориметра в поперечном сечении. Стационарная система была списана вскоре после начала работы ускорителя ЛНС, как недостаточно

надежная. Нынешняя система предполагает только временное подключение к панелям в период, когда ускоритель LHC не работает. Исключением является система доставки радиоактивного источника в переднем калориметре HF. В нем система доставки подключена к панелям постоянно и не требует временного монтажа. Это связано с особенностями конструкции переднего калориметра, и его меньшим размером по сравнению с HB и HE калориметрами.

Система сбора данных в целом аналогична системе, которая используется при обычном наборе данных LHC. Сигнал интегрируется в диапазоне 25нс, дополнительно в данные записывается координата радиоактивного источника и координаты η , ϕ и слой трубки, в которую попадает источник ^{60}Co .

3.3 Начальная калибровка и работы в рамках модернизации Адронного Калориметра Phase-I

Одним из преимуществ системы калибровки радиоактивным источником является считывание сигнала с каждого тайла отдельно, без суммирования тайлов по слоям в калориметрические башни. Это широко использовалось в процессе модернизации калориметров HB и HE, когда гибридные фотодетекторы HRPD менялись на кремниевые фотодетекторы SiPM. Перед каждой заменой считывающего модуля и после набирались данные с радиоактивным источником, чтобы проверить правильность подключения и сохранность хрупких разъемов транспортного оптоволокну, а также для того чтобы выявить проблемы, существовавшие до процесса замены. На Рис. 3.5 показан пример хорошей последовательности сигналов в детекторе HB, которая соответствует одной пройденной трубке. По мере погружения источника в трубку (ось x) сигналы появляются в тайлах с меньшим значением η что соответствует ис-

тине. Также амплитуда сигналов относительно одинакова (амплитуда сигнала пропорциональна размеру тайла).

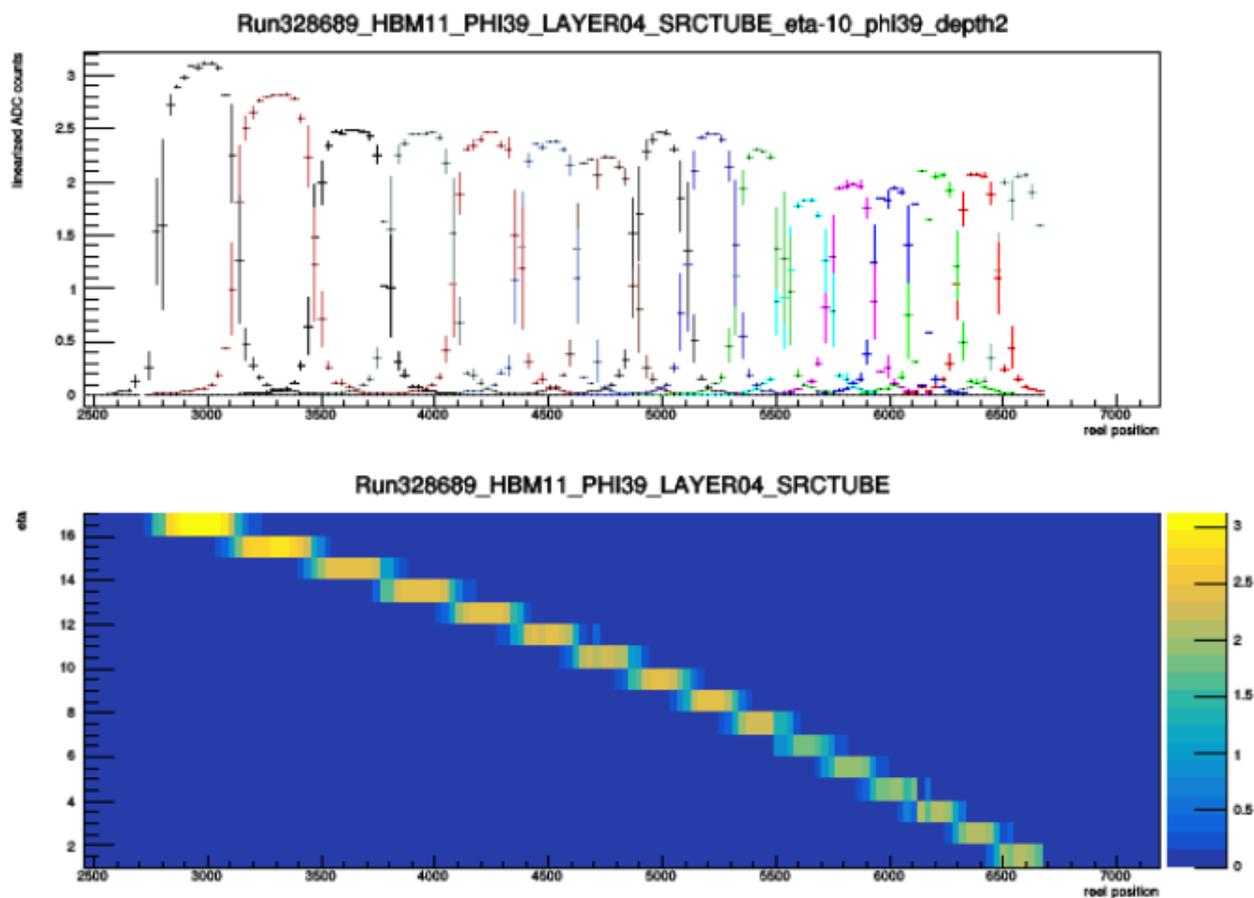


Рис. 3.5: Пример нормальной последовательности сигналов при наборе данных с радиоактивным источников в детекторе НВ

Однако бывают случаи, когда разъем транспортного волокна повреждается в процессе подключения, как показано на Рис. 3.6. Часть волокон повреждена и оптический сигнал поступает только из тайлов с большими и малыми η . Данная картина необязательно говорит о повреждении транспортного волокна - в части случаев причиной является плохой оптический контакт при подключении, который можно исправить.

Величина сигнала используется для начальной калибровки Адронного Калориметра до получения данных по соударениям протонов. Соотношение меж-

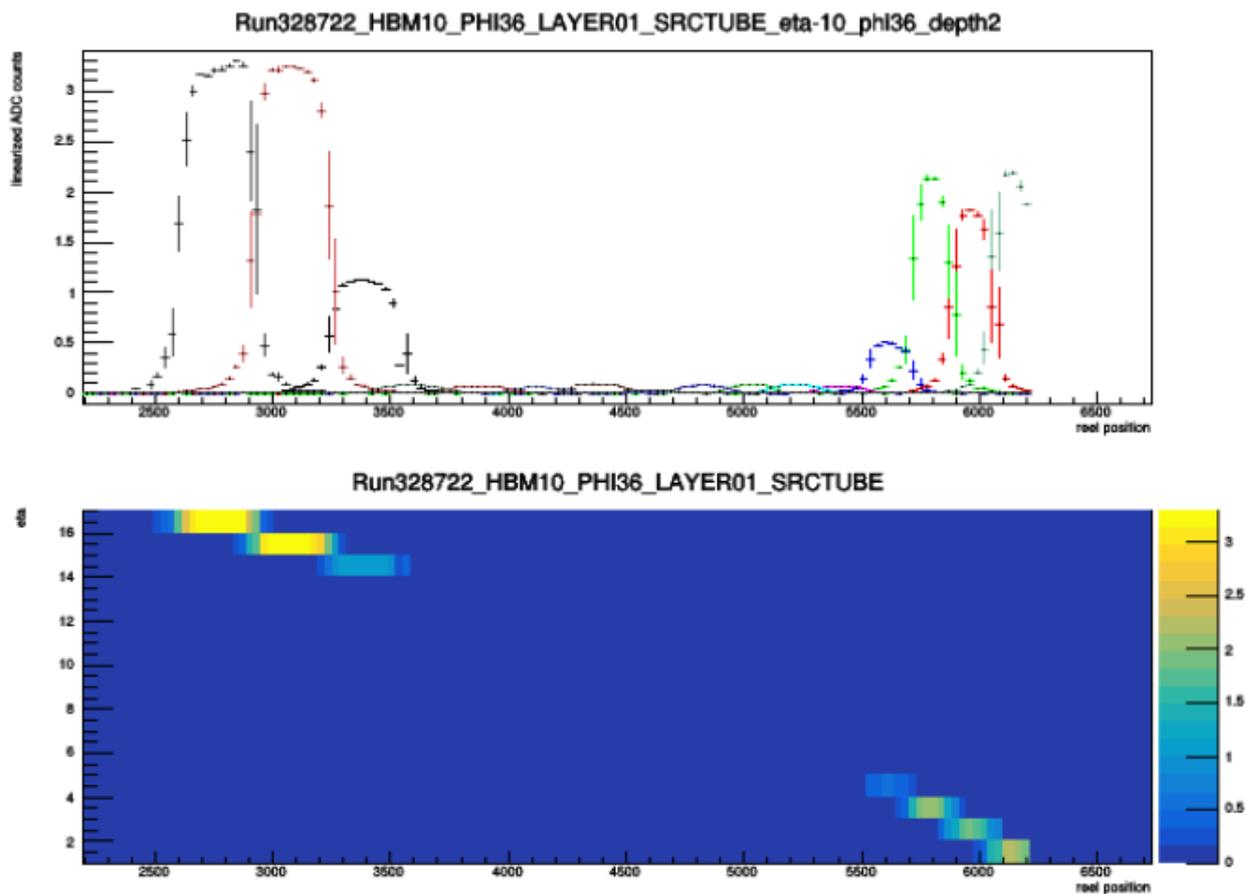


Рис. 3.6: Пример плохой последовательности сигналов при наборе данных с радиоактивным источников в детекторе НВ

ду амплитудой сигнала от радиоактивного источника и откликом калориметрической башни для различных частиц (полученным на тестовом пучке SPS) позволяет получить начальные калибровочные коэффициенты для башен HСAL.

3.4 Измерение радиационных повреждений

Исходные данные, анализируемые в данной работе, были собраны в периоды, когда БАК не работал. Набор данных происходил в начале 2017 и 2018 годов в период коротких остановок БАК (декабрь-февраль). Расчеты поглощенной дозы в слоях сцинтиллятора HE получены с помощью программы Монте-

Карло FLUKA 2011.2c [34]. В прогнозах FLUKA для столкновений используется модель, детально представляющая HE, со слоями латуни, дюралья, тайвека, воздуха и сцинтиллятора. Расчетные дозы подтверждены измерениями с помощью 24 пленочных дозиметров серии FWT-60, которые были установлены в зазорах между поглотителем и первым слоем детектора HE в периоды сбора данных 2015 и 2016 гг.

Для оценки фона используется сигнал, когда источник находился на большом расстоянии от сцинтиллятора. Измерения амплитуды сигнала для данных набранных в 2018 году корректируются (делятся на 0.886) с учетом распада источника, так как предыдущие измерения проводились в начале 2017 года. Отношение сигнала, полученного в 2018 году, к сигналу, полученному в 2017 году соответствует ослаблению выходного сигнала из-за радиационных повреждений, включая любые эффекты отжига после облучения. Дополнительной нормализации отношения сигнала по псевдобыстроте не требуется. Значения отношения, усредненного по ϕ , в зависимости от слоя калориметра и индекса башни η приведены на Рис. 3.7. Потеря сигнала мала для сцинтилляторов, находящихся на большом радиальном расстоянии от пучка, и для слоев расположенных глубже в калориметре.

На основе данных калибровки были вычислены значения μ и исследована зависимость μ от мощности дозы R . При малых мощностях дозы R измерения сигналов от отдельных сцинтилляторов сильно различаются по сравнению с ожидаемой потерей сигнала, что связано с погрешностью измерений. Однако, учитывая большое количество измеренных сцинтилляторов, можно определить потери сигнала даже при малых значениях R , предполагая, что флуктуации некоррелированы. Рассчитанные значения μ (Ур. 3.1) усреднены по диапазонам R и представлены на Рис. 3.8. Погрешность $\langle \mu \rangle$, связанная

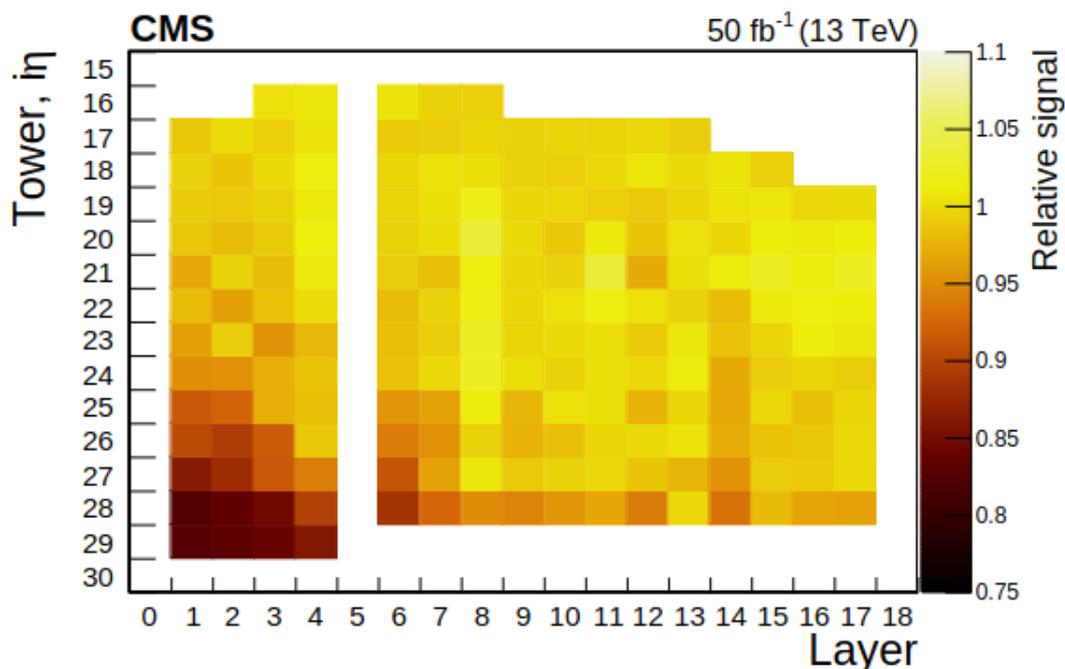


Рис. 3.7: Соотношение сигналов от источников ^{60}Co 2018 и 2017 года, как функция номера калориметрической башни $i\eta$ и номера слоя калориметра в HE. Трубки для слоёв 0 и 5 не были доступны.

с воспроизводимостью измерений, учтена путем увеличения статистической погрешности в 1.4 раза, в результате чего средний разброс точек вокруг фита согласуется с масштабированной погрешностью. Значения $\langle \mu \rangle$ несколько ниже, но в целом схожи с результатами лазерной калибровки. Данные представляют собой радиационные повреждения, интегрированные за весь период работы ускорителя БАК в 2017 году и включают увеличенное время отжига после окончания сбора данных. На Рис. 3.8 приведены результаты измерений $\langle \mu \rangle$ для данных лазера и источника для сцинтиллятора SCSN-81. Полученные данные согласуются с зависимостью $\langle \mu \rangle$ от R по степенному закону:

$$\langle \mu \rangle = 1/(\alpha \rho^\beta) \quad (3.2)$$

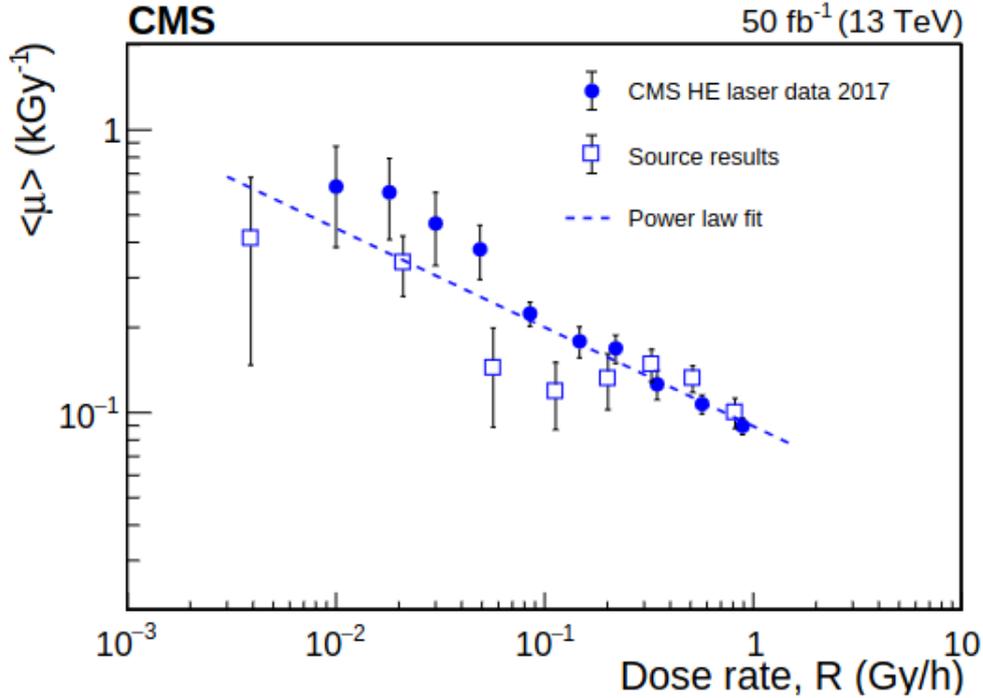


Рис. 3.8: Значение $\langle \mu \rangle$ для сцинтиллятора *SCSN* – 81 как функция R для данных лазера и источника ^{60}Co , параметризованное степенным законом, который показан пунктирной линией.

где $\rho = R/R_0$ и константа R_0 могут быть выбраны так, чтобы минимизировать корреляции между параметрами α и β . Отфитированное значение α зависит от выбора R_0 . Значение $R_0 = 0.32\text{Гр/ч}$ выбрано для приведенных ниже фитов таким образом, чтобы корреляция между параметрами α и β стала пренебрежимо малой. Пунктирная линия, показанная на Рис. 3.8, является результатом фитирования по степенному закону для наборов данных 2017 и 2018 года в предположении, что все погрешности некоррелированы. Соответствующие параметры модели составляют $\alpha = 7.5 \pm 0.3\text{кГр}$ и $\beta = 0.35 \pm 0.03$, где $\langle \mu \rangle$ выражается в кГр^{-1} , а R - в единицах Гр/ч . χ^2/dof фитирования равно 1.2. Фит только по лазерным данным дает $\alpha = 7.3 \pm 0.3\text{кГр}$ и $\beta = 0.43 \pm 0.04$, при этом χ^2/dof составляет 0.4. Фит только по данным с радиоактивным источником дает $\alpha = 7.6 \pm 0.5\text{кГр}$ и $\beta = 0.21 \pm 0.06$ при χ^2/dof ,

равном 1.1. Фит по лазерным данным не согласуется с гипотезой отсутствия зависимости от мощности дозы. Фит по данным с радиоактивным источником сам по себе показывает меньший эффект мощности дозы и не согласуется с гипотезой отсутствия зависимости от мощности дозы на уровне 3.5 стандартных отклонений. Для параметра β , измеряющего зависимость дозы от мощности, разница между результатами фита лазерных данных и данных радиоактивного источника составляет 0.22 ± 0.08 (2.7 стандартных отклонений) и может быть статистической. Поскольку значения $\langle \mu \rangle$ из данных по радиоактивному источнику, как правило, ниже, чем из лазерных данных, возможен дополнительный отжиг за время между окончанием pp-столкновений и набором данных с радиоактивным источником. Отжиг уменьшает повреждения и, следовательно, уменьшает μ . Уменьшить эту погрешность поможет дальнейшее измерения с радиоактивным источником и измерение эффектов отжига с помощью данных для лазера после завершения набора данных LHC в текущем году. Систематическая погрешность в параметре α принимается равной 25% систематической погрешности в μ , рассмотренной выше, в предположении 100% корреляции между измерениями. Для параметра β разброс результатов фитов между данными лазера и данными радиоактивного источника указывает на систематические эффекты порядка 0.1 при изменении диапазона R , используемого в фите.

Параметризация полученных результатов должна использоваться с осторожностью. Она справедлива для уменьшения выхода сигнала для системы, состоящей из сцинтилляторов, волокон со сдвигом длины волны и прозрачных волокон, изготовленных из тех же материалов, что используется в CMS, и при облучении в условиях экспериментального зала CMS.

Глава 4

Реконструкция адронных струй и коррекция энергии струй в pp и $PbPb$ соударениях

4.1 Описание алгоритма Jet-Plus-Track

Алгоритм Jet-Plus-Track [35, 36, 37] корректирует энергию и направление адронных струй, реконструированных по энергосодержанию в калориметрических ячейках детектора CMS [23] с использованием импульсов заряженных частиц, измеренных в трековом детекторе. Краткое описание принципа работы алгоритма Jet-Plus-Track приводится ниже. Для работы с алгоритмом Jet-Plus-Track требуется применение коррекций энергетической шкалы. Это связано с ограничением, из-за неполного покрытия трековым детектором диапазона значений по псевдобыстроте, и с нелинейностью отклика калориметрической системы детектора. Также необходимо вводить дополнительные коррекции, связанные с различием между реальными данными и результатами Монте-Карло моделирования. Процедура коррекции приводится в Разделе 4.3. В период работы ускорителя Большой Адронный Коллайдер (БАК) при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на каждое пересечение пучков в среднем приходилось

23 дополнительных протон-протонных событий, кроме того события, которое принято называть сигнальным. Типичное значение плотности дополнительных событий по поперечному импульсу составляет приблизительно 0.7 ГэВ на единицу площади (в плоскости $\eta - \phi$). Следовательно для каждой струи с параметром радиуса $R = 0.5$ [38] вклад дополнительных событий в конус струи составляет около 10 ГэВ. Кроме того, частицы от дополнительных событий могут формировать достаточно жесткую струю, которая удовлетворяет кинематическим отборам, применяемым в физическом анализе. Выделение струй, относящихся к сигнальному событию является важной экспериментальной задачей. Решение этой задачи осуществляется путем анализа кинематических характеристик струи и ее составных частей, а также анализа формы струи с применением методов машинного обучения. Также, данные характеристики могут быть использованы для разделения струй, инициированных глюоном, от струй, инициированных легким кварком. Описание кварк-глюонного дискриминатора приводится в Разделе 4.7

Jet-Plus-Track струи это калориметрические струи с улучшенным энергетическим откликом и разрешением за счет использования информации от трекового детектора. Калориметрические струи реконструируются на основе энерговыведения в калориметрических ячейках, которые группируются в кластеры с помощью алгоритма anti- k_T [39] с радиусом $R = 0.5$. Далее треки идущие из вершины сигнального события используются для ассоциирования со струей, найденной в калориметре. Сигнальное событие выбирается как событие с максимальным $\sum_i p_{T,i}^2$, где $p_{T,i}$ - поперечный импульс трека, ассоциированного с вершиной. Принадлежность трека к событию определяется путем экстраполяции траектории трека к вершине, то есть к точке, в которой произошло изначальное соударение протонов. Трек считается ассоциирован-

ным со струей, если расстояние между треком и струей в плоскости $\eta - \phi$ $R = \sqrt{(\eta_{trk} - \eta_{jet})^2 - (\phi_{trk} - \phi_{jet})^2}$ меньше чем параметр R алгоритма anti- k_T . Ассоциированные треки экстраполируются на поверхность калориметра и классифицируются как треки в конусе струи, если они остаются внутри конуса и на поверхности калориметра. Ассоциированные треки, которые не попали в конус струи так как их траектория отклонилась за счет магнитного поля, классифицируются как треки вне конуса струи. Импульсы треков далее используются для корректировки энергии ассоциированной струи. Для треков в конусе, ожидаемое среднее энерговыделение в калориметре вычитается из энергии струи и добавляется импульс трека, измеренный трековым детектором. Отклик мюонов и электронов в конусе струи учитывается отдельно. В случае с треками вне конуса импульс непосредственно прибавляется к струе. Дополнительные коррекции применяются для учета эффективности реконструкции треков в трековом детекторе и для учета эффекта порогов, применяемых к энерговыделению в ячейках адронного калориметра.

4.2 Данные и Монте-Карло события

События с рождением Z -бозона и струи (далее для этих событий будет использовано обозначение Z -бозон + струя), а также многоструйные события отбираются из протон-протонных соударений при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (далее, данные). Статистика, набранная на установке CMS, соответствует интегральной светимости в 19.8 фб^{-1} . События $Z \rightarrow \mu\mu$ отбираются из данных с одиночным мюонным триггером с порогом $p_T > 24 \text{ ГэВ}$. В последующем анализе требуется наличие двух изолированных мюонов $p_T > 20 \text{ ГэВ}$, $|\eta| < 2.4$ и с инвариантной массой двух мюонов в пределах 15 ГэВ вокруг номинальной массы Z -бозона. Переменная изоляции мюона - это сумма поперечных

импульсов треков в радиусе вокруг оси мюона, поделенная на поперечный импульс мюона. Значение переменной должно быть меньше 0.12. Многоструйные события отбираются из данных с двуструйным триггером с требованием, чтобы среднее значение поперечного импульса двух струй с самым большим поперечным импульсом было в интервале от 15 ГэВ до 1 ТэВ. Монте-Карло моделирование элементарного процесса Z -бозон + струя было произведено с помощью генератора MadGraph5 [40], моделирующего партонное событие, с последующим генерированием партонных ливней и адронизации с помощью программы Pythia6.4 [41]. События Z -бозон + струя также были получены с помощью генераторов элементарного взаимодействия Powheg [42] и Sherpa [43]. Моделирование многоструйных событий было произведено с помощью генераторов Pythia и Herwig [44]. Отклик детектора на Монте-Карло события был смоделирован с помощью программы Geant4 [45], с последующей имитацией триггеров и реконструкцией. Перед реконструкцией к каждому сигнальному событию было добавлено случайное количество дополнительных событий, причем распределение множественности этих событий совпадает с распределением по множественности дополнительных событий, измеренным по реальным данным.

4.3 Коррекция энергии струй

Коррекция энергии струй в эксперименте CMS проводится с помощью многоступенчатой процедуры [46, 47, 48]:

- На первом этапе проводится вычитание энергии от дополнительных событий;
- На втором этапе проводится коррекция абсолютной энергетической шка-

лы с использованием распределений, полученных с помощью Монте-Карло событий;

- На третьем этапе учитывается оставшаяся разница между откликами детектора на струю в данных и Монте-Карло событиях.

Первый этап коррекций энергии струй

Первый этап (далее L1) для Jet-Plus-Track струй состоит из двух частей: вычитание вклада дополнительных событий и коррекция на эффект порогов на энерговыделение в калориметрических ячейках, которые применяются последовательно к энергии калориметрической струи E_{calo} с помощью мультипликативных факторов c_{PU} и c_{ZSP} соответственно:

$$E_{JPT}^{L1} = E_{JPT} + (E_{calo}^{ZSP,PU} - E_{calo}) \quad (4.1)$$

При этом поправка c_{PU} вычисляется согласно [46, 47, 48] с использованием событий из данных и Монте-Карло с минимальными отборами и без использования отборов. Для оценки поправки используются многоструйные Монте-Карло события без учета дополнительных событий. Фактор c_{PU}^{ZSP} определяется для каждого интервала по псевдобыстроте:

$$c_{ZSP}^{MC}(E_{calo}) = \frac{E_{calo}^{noZSP} - E_{calo}^{ZSP}}{E_{calo}^{ZSP}} \quad (4.2)$$

где E_{calo}^{noZSP} и E_{calo}^{ZSP} энергия калориметрической струи, реконструированная с порогом и без порога на энерговыделение в ячейках калориметра. Распределение поправки c_{ZSP}^{MC} показано на рис.4.1 для интервала $|\eta| < 0.5$ и поперечного импульса струй в диапазоне 50-60 ГэВ. На этом же рисунке представлена зависимость поправки c_{ZSP}^{MC} от поперечного импульса струи. Для сравнения

поправки на калориметрические пороги между данными и Монте-Карло событиями была проведена следующая процедура: вклад от дополнительных событий с учетом и без учета калориметрических порогов в конусе калориметрической струи был измерен с использованием данных без калориметрических порогов и без наложения каких-либо триггерных условий. Затем этот вклад был вычтен из энергии струи, измеренной с учетом и без учета калориметрических порогов соответственно, и были построены кривые зависимости поправки на калориметрические пороги от энергии струи, поправленной на вклад от дополнительных событий. Разница в значении c_{ZSP} для данных и Монте-Карло событий оказалась меньше 10% для струй с малым p_T и менее 1% для струй с $p_T > 80$ ГэВ.

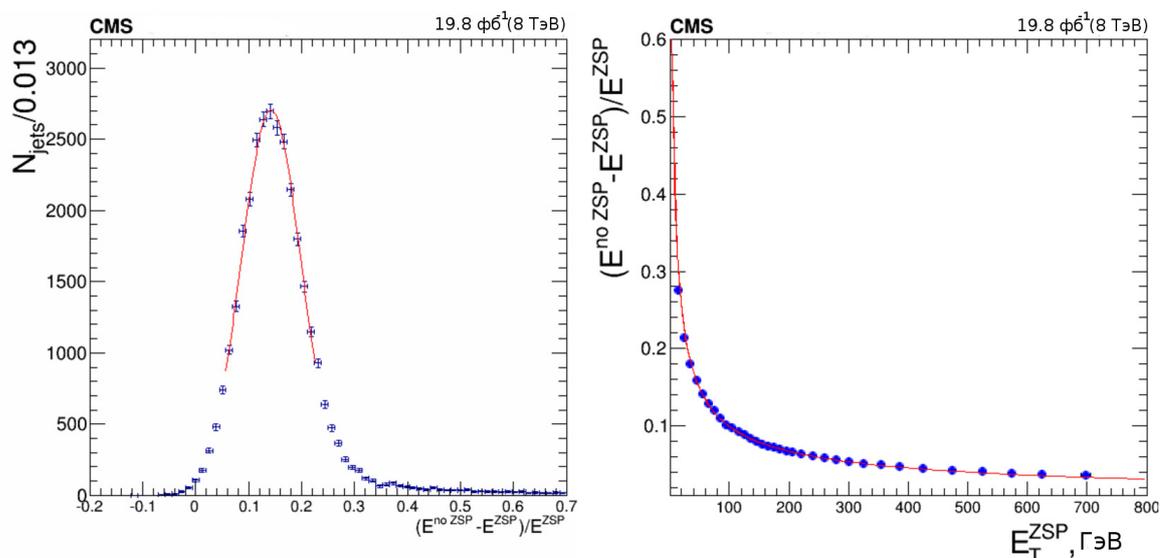


Рис. 4.1: Слева: Распределение величины коррекции c_{ZSP} для калориметрических струй с поперечной энергией в интервале 50-60 ГэВ и $|\eta| < 0.5$. Справа: коррекции как функция поперечной энергии струй с $|\eta| < 0.5$

Относительная и абсолютная шкала энергии струи

Относительная и абсолютная (далее L2L3) шкала струй устанавливается с помощью многоструйных событий и событий с тагирующими частицами (Z+струя, γ +струя). Для этого в Монте-Карло событиях струи реконструируются из стабильных генераторных частиц (далее под генераторными частицами подразумеваются частицы из Монте-Карло события, не прошедшие через модель установки, т.е. до преобразования Монте-Карло события на уровне частиц в отклики детектора CMS посредством модели Geant), исключая мюоны и нейтрино с помощью алгоритма anti- k_T с параметром $R_{anti-kt} = 0.5$. Данные генераторные струи ассоциируются со струями, реконструированными тем же алгоритмом anti- k_T из откликов детектора CMS и полученными посредством модели Geant. Ассоциирование основано на совпадении реконструированных и генераторных струй в плоскости $\eta - \phi$, причем $R = \sqrt{(\eta_{trk} - \eta_{jet})^2 - (\phi_{trk} - \phi_{jet})^2} < R_{anti-kt}$. Отношение поперечного импульса реконструированной и генераторной струи $\frac{p_T^{rec}}{p_T^{gen}}$ вычисляется, как функция поперечного импульса генераторной струи и псевдобыстроты:

$$p_T^{rec} = F(p_T^{gen}, \eta) p_T^{gen} \quad (4.3)$$

Выражение 4.3 преобразуется, чтобы получить скорректированную энергию струи, как функции поперечного импульса реконструированной струи и псевдобыстроты:

$$p_T^{gen} = c^{L2L3}(p_T^{rec}, \eta) p_T^{rec} \quad (4.4)$$

Рис.4.2 показывает распределение $\frac{p_T^{rec}}{p_T^{gen}}$ после применения L2L3 коррекции к Монте-Карло событиям в разных интервалах по псевдобыстроте.

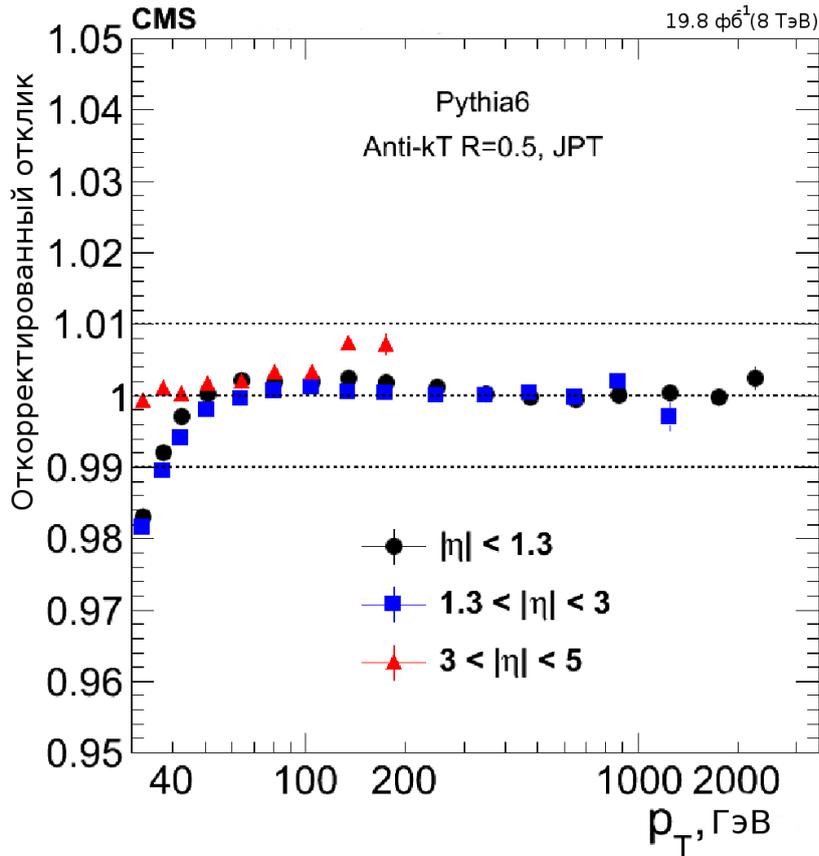


Рис. 4.2: отношение $\frac{p_T^{rec}}{p_T^{gen}}$ как функции поперечного импульса генераторной струи, после применения L2L3 коррекции в разных интервалах по псевдобыстроте

Различие абсолютной и относительной шкал энергии струй для данных и Монте-Карло

После проведенных коррекций разница между энергетическими шкалами струй в данных и моделировании по-прежнему существует. Для уменьшения этой разницы вводятся дополнительные коррекции, с помощью которых: 1) убирают зависимость по псевдобыстроте в разнице откликов между данными и Монте-Карло событиями, 2) уменьшают разницу в абсолютных значениях энергии струй в данных и Монте-Карло событиях.

Дополнительные коррекции по псевдобыстроте

Для получения дополнительных коррекций по псевдобыстроте используется метод асимметрии [15]. Для этого выбираются две струи с наибольшими поперечными импульсами $p_T^{JPT} > 15$ ГэВ. Струя с наименьшим абсолютным значением псевдобыстроты в пределе $|\eta| < 1.0$ обозначается как эталонная, вторая струя обозначается пробной. Эти две струи должны быть направлены в противоположные стороны в поперечной плоскости детектора $|\phi_{tag} - \phi_{probe}| > 2.7$. Для классификации событий по дополнительной адронной активности вводится параметр, который определяется, как $\alpha = \frac{p_{T,3}}{p_{T,1,2,ave}}$, где $p_{T,3}$ является поперечным импульсом третьей лидирующей струи в событии, а $p_{T,1,2,ave}$ - средний поперечный импульс двух струй. Чтобы повысить точность вычисления параметра при определении шкалы Jet-Plus-Track струй, используются струи, реконструированные с помощью алгоритма Particle Flow [49, 50] (альтернативный алгоритм коррекции энергии струй). Для этого требуется ассоциация эталонной и пробной Jet-Plus-Track струй с ParticleFlow струями, а третья ParticleFlow струя используется для расчета параметра. Асимметрия определяется как:

$$A = \frac{p_T^{tag} - p_T^{probe}}{p_T^{tag} + p_T^{probe}} \quad (4.5)$$

Асимметрия вычисляется для данных и Монте-Карло событий в интервалах по псевдобыстроте и в инклюзивных интервалах по α : $\alpha < 0.2, \alpha < 0.3, \alpha < 0.4, \alpha < 0.5$. Отношение $R = \frac{p_T^{probe}}{p_T^{tag}}$ вычисляется из асимметрии:

$$R = \frac{1 - A}{1 + A} \quad (4.6)$$

Распределения по асимметрии строятся в каждом $\eta - \alpha$ интервале. Отклик детектора на энергию струи, определенный в уравнении 4.6 показан на рис.4.3 для данных и Монте-Карло событий как функция псевдобыстроты для $\alpha <$

0.2. Предполагаемый отклик детектора на энергию струи в точке $\alpha = 0$ для данных и Монте-Карло получается путем экстраполяции зависимости отклика струи от α к значению $\alpha = 0$. Дополнительная коррекция вычисляется, как отношение откликов струй для данных и Монте-Карло при $\alpha = 0$ для каждого интервала по псевдобыстроте:

$$c_{\eta}^r = \frac{R^{sim}(\alpha = 0, \eta)}{R^{data}(\alpha = 0, \eta)} \quad (4.7)$$

Дополнительные коррекции по псевдобыстроте близки к единице в центральной части детектора, которую покрывает трековый детектор, но отклоняются от единицы в передней области. Коррекция применяется только к данным, что позволяет убрать разницу между откликом струй в данных и Монте-Карло событиях для всего диапазона по псевдобыстроте.

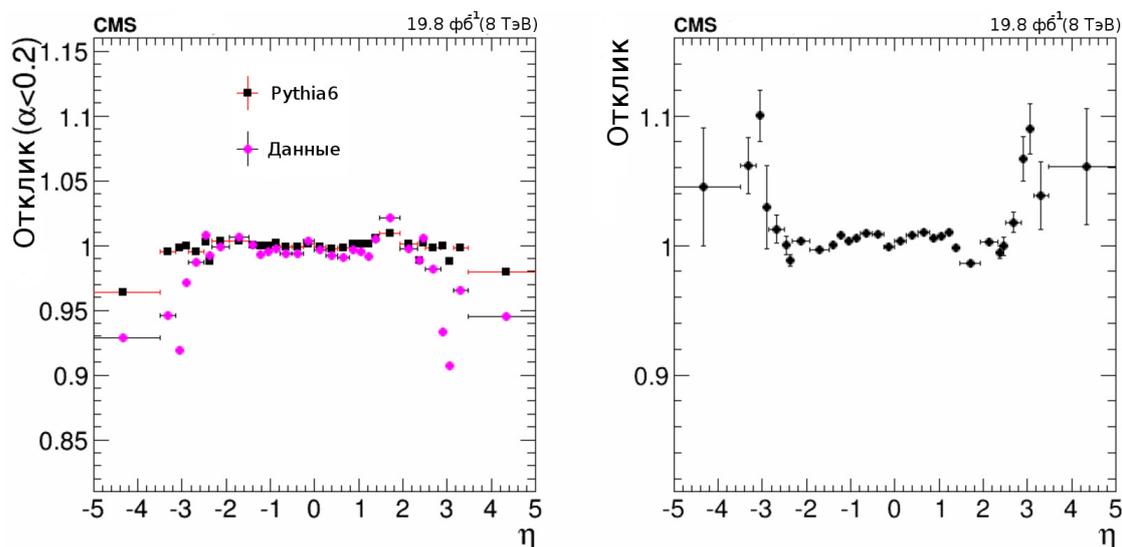


Рис. 4.3: средний отклик R для струй в данных и Монте-Карло событиях как функция псевдобыстроты для $\alpha < 0.2$ (слева) и дополнительные коррекции по псевдобыстроте как функция псевдобыстроты (справа).

Дополнительные коррекции зависимости отклика детектора на струю от поперечного импульса струи

После выравнивания отклика детектора на струю по псевдобыстроте, между данными и Монте-Карло событиями остается разница в отклике детектора в зависимости от поперечного импульса струи. Дополнительные коррекции по поперечному импульсу получаются путем сравнения событий Z-бозон + струя в данных и в Монте-Карло событиях. Для получения дополнительных коррекций требуется, чтобы лидирующая струя, реконструированная с помощью алгоритма Jet-Plus-Track с $p_T^{j1} > 15$ ГэВ, была направлена противоположно Z-бозону в поперечной плоскости детектора $|\phi^Z - \phi^{j1}| > 2.7$ и чтобы она совпадала в плоскости $\eta - \phi$ с ParticleFlow струей, обладающей $p_T > 10$ ГэВ. Параметр α который характеризует наличие дополнительных струй в событии, определяется с использованием струй, реконструированных с помощью ParticleFlow алгоритма. Параметр α определяется как $\alpha = \frac{p_T^{j2}}{p_T^Z}$, где p_T^{j2} является поперечным импульсом второй по величине PF струей в событии. Распределения отклика струи $R = \frac{p_T^{j1}}{p_T^Z}$ проинтегрированные по области $p_T^Z > 50$ ГэВ, рассматриваются в интервалах по α ($0.1 < |\alpha| < 0.15$, $0.15 < |\alpha| < 0.2$ и т.д.) для данных и Монте-Карло событий. Так как на предыдущей стадии отклик струи был выровнен по псевдобыстроте, то для абсолютной шкалы достаточно использовать события, в которых лидирующая струя находится в центральной ($|\eta| > 1.3$) области детектора. Отклик R аппроксимируется с помощью распределения Гаусса, и среднее значение отклика струи строится в зависимости от α . Отношение зависимости отклика от α для данных и Монте-Карло событий хорошо параметризуется полиномом первого порядка, а дополнительные коррекции по поперечному импульсу определяются как:

$$c^R = \frac{R^{sim}(\alpha = 0)}{R^{data}(\alpha = 0)} \quad (4.8)$$

Данные коррекции применяются к данным во всем диапазоне по псевдобыстроте после применения дополнительных коррекций по псевдобыстроте.

4.4 Погрешность энергетической шкалы струи

Для вычисления систематической погрешности энергетической шкалы для Jet-Plus-Track струй были использованы многоструйные события. При этом требовалось, чтобы две самые энергичные Jet-Plus-Track струи совпадали по направлению с двумя самыми энергичными ParticleFlow струями. Было установлено ограничение на параметр $\alpha = \frac{p_{T3}}{p_{T1,2,ave}} < 0.2$, а также построены распределения:

- $p_T^{PFprobe} / p_T^{PFtag}$ в зависимости от p_T^{PFtag}
- $p_T^{JPTprobe} / p_T^{PFtag}$ в зависимости от p_T^{PFtag}
- $p_T^{PFprobe}$ в зависимости от p_T^{PFtag}

Используя формулы приведенные выше, значение отношения $p_T^{JPTprobe} / p_T^{PFprobe}$ было получено в интервалах по псевдобыстроте как функция $p_T^{PFprobe}$. Полученные зависимости были параметризованы логарифмической функцией, которая использовалась для переноса систематических ошибок, полученных для ParticleFlow струй к Jet-Plus-Track струям. Разница в погрешности между ParticleFlow и Jet-Plus-Track струями составляет менее 1%.

4.5 Энергетическое разрешение струй

Энергетическое разрешение струй вычисляется путем анализа многоструйных событий, используя метод баланса поперечного импульса двух струй.

Оно соотносится с разрешением асимметрии A (см. 4.3) как:

$$\frac{\sigma_{pT}}{pT} = \sqrt{2}\sigma_A \quad (4.9)$$

Для отбора событий используются ParticleFlow струи с требованием соответствия двух лидирующих ParticleFlow струй с лидирующими Jet-Plus-Track струями. Параметр α вычисляется по третьей по поперечному импульсу ParticleFlow струе как $\alpha = \frac{p_{T3}^{PF}}{p_{T1,2ave}^{PF}}$. Стандартное отклонение асимметрии σ_A вычисляется в интервалах по среднему поперечному импульсу двух лидирующих Jet-Plus-Track струй как функция параметра. При этом обе струи должны находиться в одном и том же интервале по абсолютному значению псевдобыстроты. В каждом интервале по поперечному импульсу и по псевдобыстроте находится значение σ_A при параметре $\alpha \rightarrow 0$ (см. 4.3). Процедура применяется для данных и Монте-Карло событий. Для учета эффектов, связанных с естественным дисбалансом двуструйных событий (глюонная радиация), эта же процедура повторяется для генераторных струй. Зависимость разрешения от поперечного импульса показана на 4.4. Разрешение для данных на 10-20% хуже, чем для Монте-Карло событий. Также на рисунке показано “истинное” разрешение (стандартное отклонение распределения $\frac{p_T^{rec}}{p_T}$), полученное из Монте-Карло событий. Оно согласуется с разрешением, полученным методом асимметрии.

4.6 Идентификация струй из сигнального события

Процедура разделения струй из сигнальных и дополнительных (пайлап) событий была разработана и протестирована с помощью $Z + jet$ Монте-Карло событий. Разделение реконструированных струй в Монте-Карло на те, что относятся к сигнальному событию, и на те, что происходят из дополнитель-

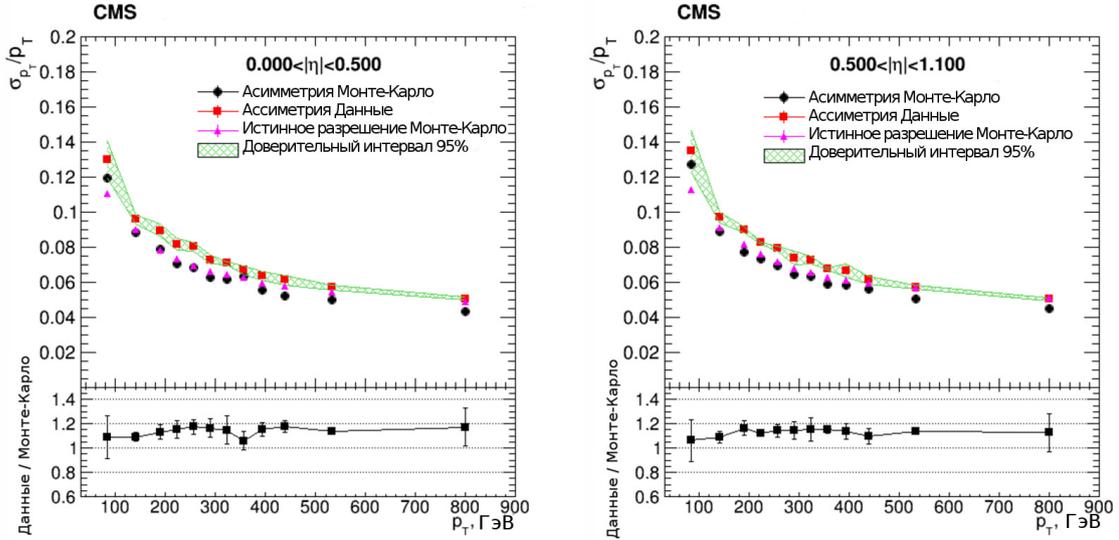


Рис. 4.4: Энергетическое разрешение струи в зависимости от p_T для $|\eta| < 0.5$ (слева) и $0.5 < |\eta| < 1.1$ (справа) для струй в данных и Монте-Карло событиях. Также приводится истинное разрешение, полученное для Монте-Карло событий

ных событий, основано на информации о смоделированном сигнальном взаимодействии. Для этого генераторные струи формируются из стабильных частиц, принадлежащих сигнальному событию, исключая мюоны и нейтрино. Процедура использует алгоритм *anti* - k_T с радиусом $R = 0.5$. Далее вычисляется расстояние между осями генераторной и реконструированной струй в плоскости $\eta - \phi$. Если расстояние R между реконструированной струей и генераторной струей в плоскости $\eta - \phi$ меньше 0.2, то такая струя называется струей из сигнального события. В случае $R > 0.4$ струя называется струей из дополнительного события. Распределение по поперечному импульсу струй из сигнального и дополнительного события для Монте-Карло событий Z-бозон + струя показано на рис. 4.5

Для разделения струй из сигнальных и дополнительных событий в области

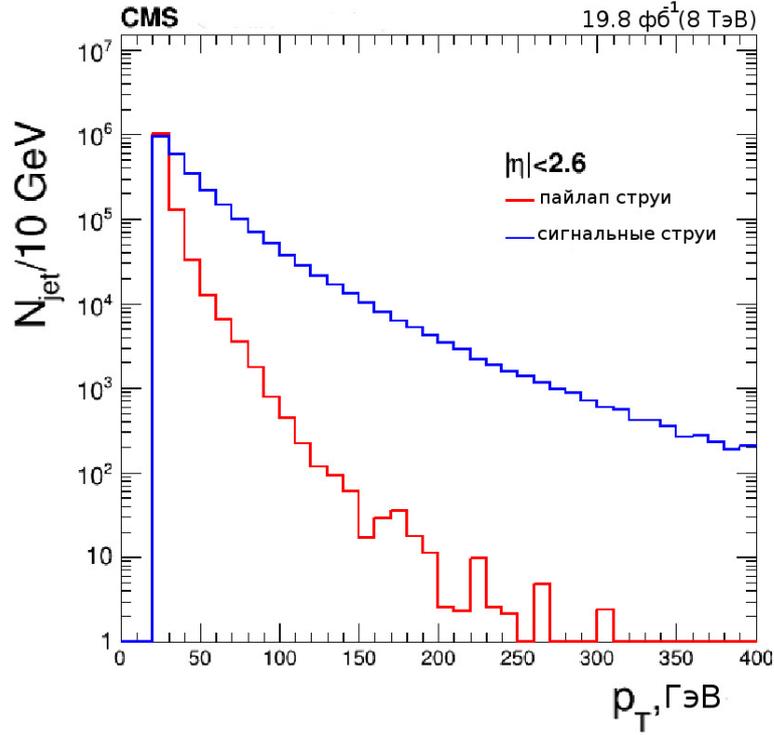


Рис. 4.5: Распределение по поперечному импульсу струй из сигнального и дополнительного события для Монте-Карло событий Z-бозон + струя при $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.6$

$|\eta| < 2.6$ используются следующие переменные:

- полное число событий (сигнальное + дополнительные) определяемое трекером
- значение поперечного импульса и псевдобыстроты струи
- множественность калориметрических башен, являющихся частью струи
- множественность треков, идущих из вершины сигнального события и ассоциированных со струей
- переменная β определяемая как:

$$\beta = \frac{\sum_{i \in jet} p_{T,i}}{\sum_{i \in calo} p_{T,i}} \quad (4.10)$$

где $\sum_{i \in jet} p_{T,i}$ сумма поперечных импульсов треков, которые идут от сигнального события и проассоциированы со струей в диапазоне $|\eta| < 2.6$.

$\sum_{i \in calo} p_{T,i}$ сумма поперечных импульсов треков, идущих из любого события, но попадающие в конус струи на поверхности калориметра, см. рис. 4.6

- Ширина струи вдоль главных осей η и ϕ :

$$A_{\eta}^{trk(calo)} = \frac{\sum_{i \in jet} (\eta_i^{trk(calo)} - \eta^{jet})^2 p_{T,i}^{trk(calo)}}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}^{trk(calo)}} \quad (4.11)$$

$$A_{\phi}^{trk(calo)} = \frac{\sum_{i \in jet} (\phi_i^{trk(calo)} - \phi^{jet})^2 p_{T,i}^{trk(calo)}}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}^{trk(calo)}} \quad (4.12)$$

В диапазоне $2.6 < |\eta| < 4.7$ детектор не измеряет треки заряженных частиц и поэтому используется другой набор переменных, использующих только калориметрическую информацию:

- полное число событий (сигнальное + дополнительные)
- значение поперечного импульса и псевдобыстроты струи
- множественность калориметрических башен, являющихся частью струй
- A_{η}^{calo} и A_{ϕ}^{calo}

Переменные, описанные выше, используются в качестве входных данных для алгоритма машинного обучения Boosted Decision Tree (BDT) [51]. Переменные, поданные на вход классификатора BDT преобразуются в одну переменную (PUID), которая имеет разные распределения для сигнальных струй и струй из дополнительных событий. Обучение классификатора BDT

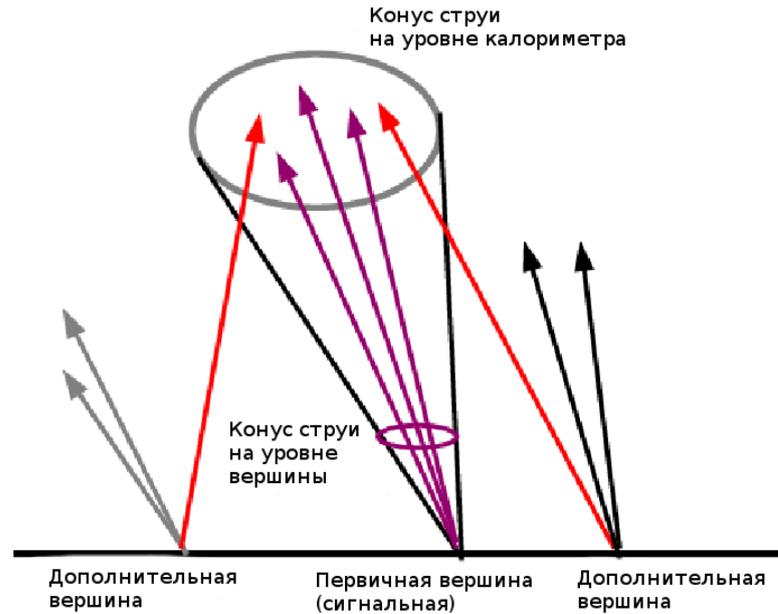


Рис. 4.6: Схематическое изображение треков в струе

происходит отдельно для двух диапазонов по псевдобыстроте: внутри области покрытия трекового детектора ($|\eta| < 1.5$) и вне него ($1.5 < |\eta| < 3.0$). Обучение проводится на многоструйных Монте-Карло событиях и событиях Z-бозон + струя, причем заведомо известно, происходит ли струя из сигнального или дополнительного события. После обучения классификатор выдает вероятность того, что конкретная струя принадлежит сигнальному событию. Значение переменной PUID на выходе классификатора тем выше, чем выше вероятность того, что струя принадлежит сигнальному событию. Распределение PUID для струй из сигнальных и дополнительных событий с $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.6$ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя показано на рис.4.7.

Распределение PUID для струй с $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.6$ из данных и Монте-Карло событий Z-бозон + струя показаны на рис.4.8. Видно хорошее совпадение результатов между данными и Монте-Карло событиями.

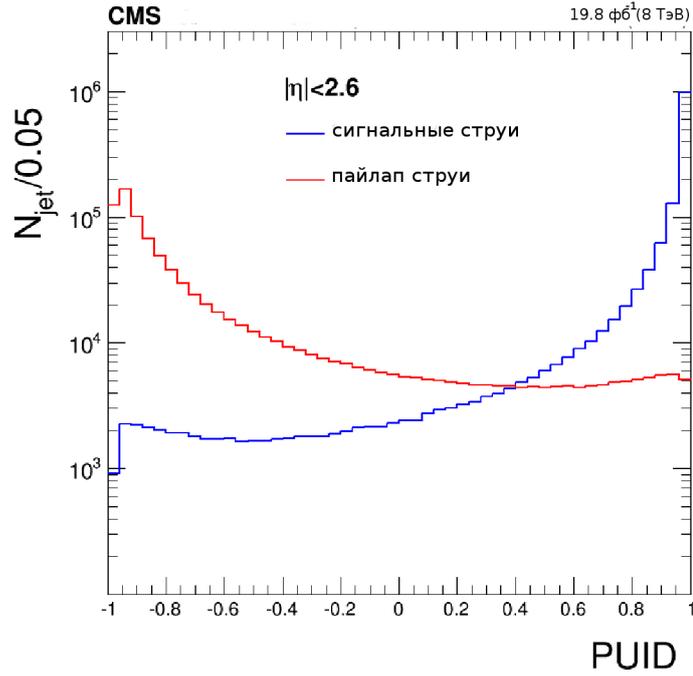


Рис. 4.7: Распределение PUID для струй из сигнальных и дополнительных событий $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.6$ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя

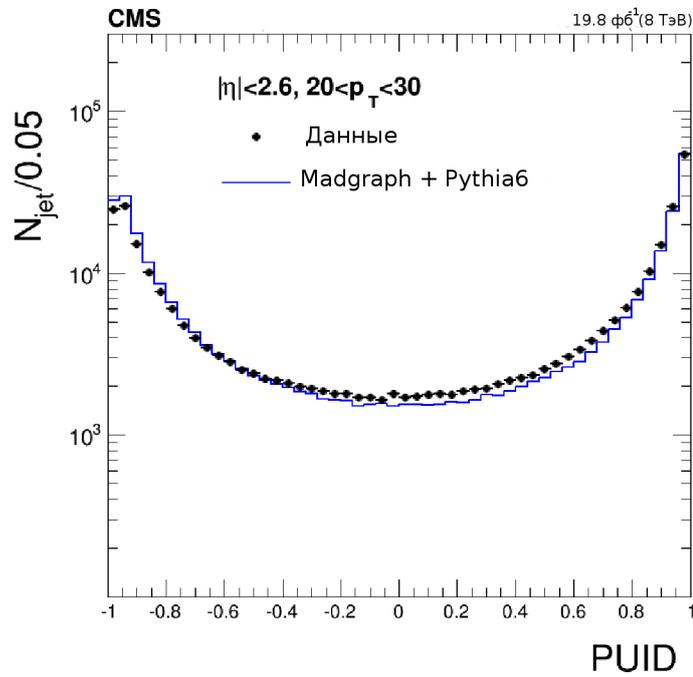


Рис. 4.8: Распределение PUID для струй с $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.6$ из данных и Монте-Карло событий Z-бозон + струя

Ограничения на параметр $PUID$ для алгоритма выделения сигнальных струй

Для разделения струй от сигнальных и дополнительных событий используется критерий $PUID > PUID^{cut}$. Значение критерия $PUID^{cut}$ лежит в пределах $-1 < PUID^{cut} < 1$. На рис.4.9 показана эффективность отбора струй от сигнальных и дополнительных событий как функция $PUID^{cut}$ для струй с $p_T > 20$ ГэВ, и для струй с $p_T > 25$ ГэВ, для Монте-Карло событий Z-бозон + струя. Определены три рабочие точки, «слабая», «средняя»

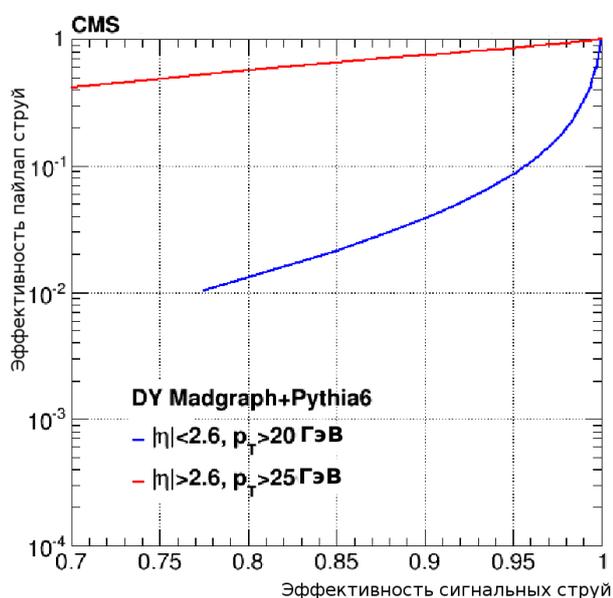


Рис. 4.9: Эффективность отбора струй из сигнальных и дополнительных событий, как функция для струй с $p_T > 20$ ГэВ и для струй с $p_T > 25$ ГэВ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя

и «сильная», для которых, соответственно, эффективность отбора сигнальных струй составляет 85, 90 и 95% соответственно в области для струй с для Монте-Карло событий Z-бозон + струя. Для области выбраны рабочие точки, которые соответствуют эффективности отбора 70, 80 и 90%. В таблицах 4.1 4.2 показаны значения:

Рабочая точка	$PUID^{cut}$	Эфф. сиг	Эфф. доп
слабая	0.3	95%	9%
средняя	0.7	90%	4%
сильная	0.9	80%	1.5%

Таблица 4.1: Рабочие точки для струй с $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.6$ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя

Рабочая точка	$PUID^{cut}$	Эфф. сиг	Эфф. доп
слабая	-0.07	90%	75%
средняя	0.12	80%	55%
сильная	0.25	70%	42%

Таблица 4.2: Рабочие точки для струй с $p_T > 20$ ГэВ и $2.6 < |\eta| < 4.7$ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя

На рис.4.9 показана эффективность отбора для струй из дополнительных событий (слева) и сигнальных струй (справа) как функция абсолютного значения псевдобыстроты струй, для трех рабочих точек, описанных выше. Для струй используются Монте-Карло события Z-бозон + струя. Сравнения Монте-Карло событий с данными осуществляется на Монте-Карло событиях с процессом Дрелл-Янн отдельно для лидирующей и сублидирующей струи. Наблюдаемая разница лежит в диапазоне 5-10%.

4.7 Разделение кварковых и глюонных струй

Аромат струи определяется с помощью анализа информации, полученной из Монте-Карло событий, в частности информации о партоне, инициирующем струю. Партон может быть глюоном или кварком. Для идентификации аро-

мата струи на уровне Монте-Карло событий, берутся струи из сигнального события со «слабым» критерием отбора, описанным в предыдущем разделе. Далее выбирается партон с $p_T > 15$ ГэВ, который ассоциируется со струей, в случае если, их оси в плоскости находятся на меньшем расстоянии, чем параметр реконструкции струи.

Алгоритм разделения кварковых и глюонных струй разработан для струй с $|\eta| < 2.6$. Он использует переменные, которые применяются для выделения сигнальных струй (см. главу 4.6): множественность треков ассоциированных со струей, A_η^{calo} , A_ϕ^{calo} , A_η^{trk} , A_ϕ^{trk} . Также вводится переменная p_T^D которая вычисляется из поперечных импульсов треков:

$$p_T^D = \frac{\sum_{i \in jet} p_{T,i}^2}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}} \quad (4.13)$$

Переменные, описанные выше, используются в качестве входных данных для машинного обучения. Обучение классификатора BDT происходит отдельно для четырех интервалов по поперечному импульсу струи, 30-50, 50-100, 100-300, 300-600 ГэВ. Для диапазона 30-50 ГэВ были смоделированы Монте-Карло события Z-бозон + струя с помощью генератора MADGRAPH5. Для остальных диапазонов использовались Монте-Карло события со струями, полученными с помощью генератора PYTHIA6. После обучения классификатор выдает вероятность того, что конкретная струя является кварковой или глюонной. Значение выходной переменной (QGID) на выходе классификатора тем выше, чем выше вероятность струи являться кварковой. Для моделирования Монте-Карло событий Z-бозон + струя также использовались генераторы POWHEG и SHERPA. Было установлено, что результаты всех генераторов согласуются с точностью 10-15% по средним значениям переменных, описанных выше. Переменные дискриминатора для струй с $p_T < 50$ ГэВ чувствительны к числу

дополнительных событий. В этом случае для переменных, используемых для разделения струй, определяются коррекции как функция общего числа событий. На рис. 4.10 показано распределение QGID для разного общего числа событий. Слева на рис. 10 показано распределение для струй с $30 < p_T < 50$ ГэВ с применением коррекции на число дополнительных событий. Справа на рис. 4.10 показано распределение QGID для струй $50 < p_T < 100$ ГэВ без коррекции на число дополнительных событий. На рис. 4.11 представлено

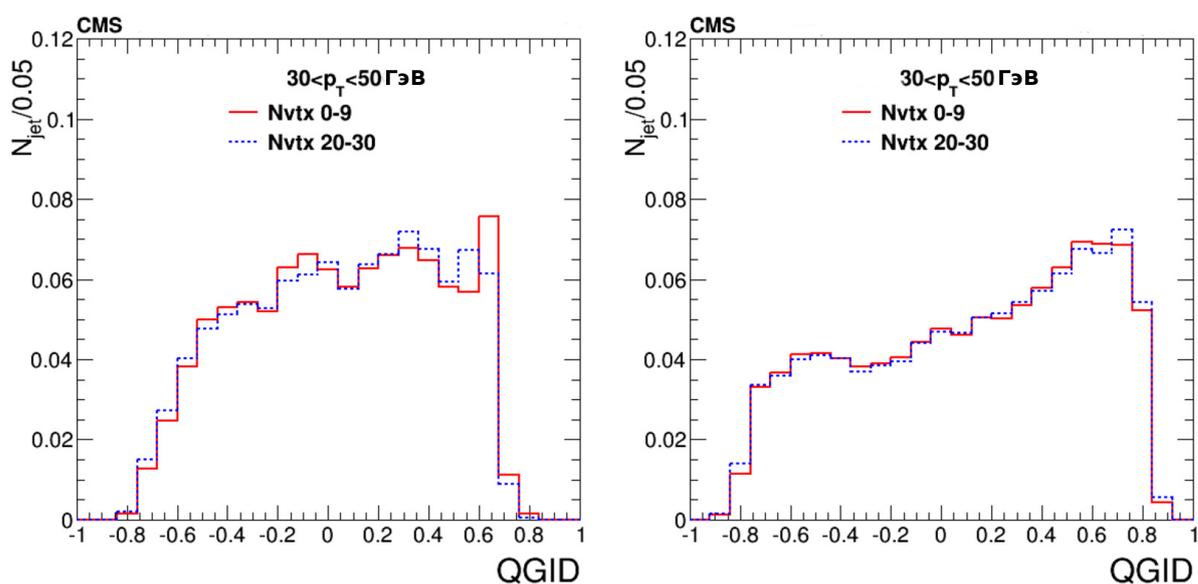


Рис. 4.10: Распределение QGID для разного количества полного числа событий. Слева показано распределение для струй в диапазоне $30 < p_T < 50$ ГэВ, где применяются коррекции на переменные дискриминатора, связанные с дополнительными событиями. Справа показано распределение QGID для струй $50 < p_T < 100$ ГэВ без коррекции на дополнительные взаимодействия

сравнение распределений переменной QGID для данных и Монте-Карло событий Z-бозон + струя. На рисунке слева моделирование Монте-Карло событий Z-бозон + струя было произведено с помощью генератора MADGRAPH5, на правом рисунке - с помощью генератора POWHEG. Результаты двух генераторов согласуются с высокой точностью. В таблице 4.3 показана эффек-

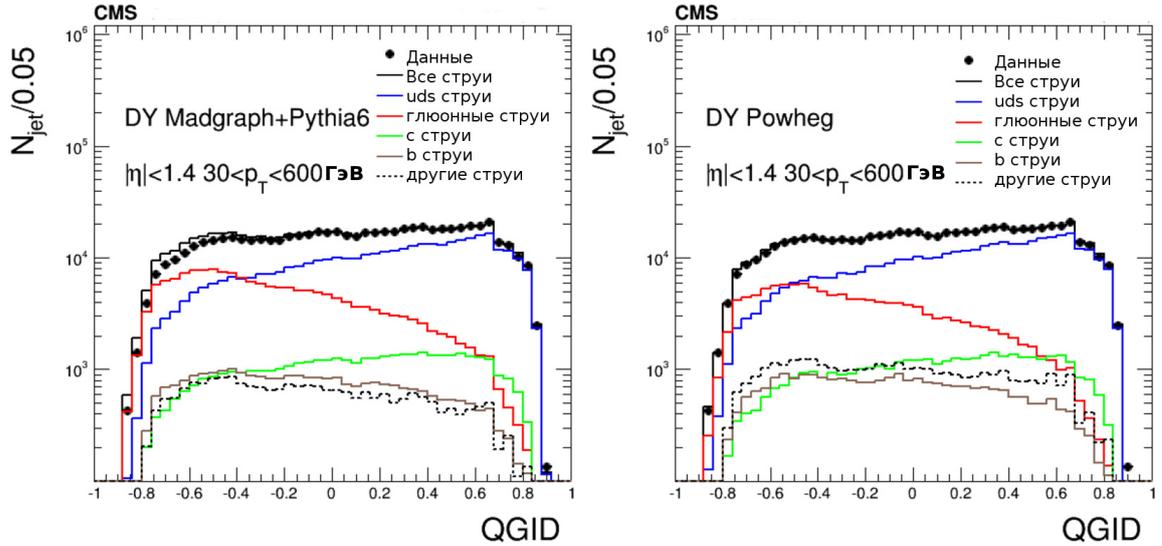


Рис. 4.11: Сравнение распределений переменной $QGID$ для данных и Монте-Карло событий Z -бозон + струя. На рисунке слева моделирование Монте-Карло событий было произведено с помощью генератора MADGRAPH5, на рисунке справа – генератором POWHEG

тивность и чистота разделения кварковых и глюонных Jet-Plus-Track струй с $30 < p_T < 50$ ГэВ для Монте-Карло событий Z -бозон + струя. Отбор осуществлялся со следующими условиями: $QGID > 0.4$ для кварковых струй и $QGID < -0.3$ для глюонных струй. Результаты кварк-глюонного дискриминатора для ParticleFlow струй практически не отличаются от результатов с Jet-Plus-Track струями. Для ParticleFlow струй были установлены следующие пороги: $QGID > 0.6$ для кварковых струй и $QGID < 0.2$ для глюонных струй.

		Jet-Plus-Track	ParticleFlow
кварковые струи (uds)	эффективность	61%	62%
кварковые струи (uds)	чистота	75%	76%
глюонные струи	эффективность	50%	51%
глюонные струи	чистота	49%	51%

Таблица 4.3: Эффективность и чистота разделения кварков и глюонов.

4.8 Коррекция энергии струй в соударениях тяжелых ионов

В рамках набора данных по соударениям ионов свинца при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в 2018 году была произведена полная коррекция энергии адронных струй как по Монте-Карло, так и по двуструйным событиям и событиям фотон+струя в данных [52]. Статистика, набранная в 2018 году, составляет 1.7 нб^{-1} . Методика получения коррекций в целом повторяет аналогичную процедуру в pp соударениях, однако стоит заметить, что:

- в соударениях тяжелых ионов нет пайлапа, следовательно нет необходимости делать коррекцию первого уровня (L1)
- с целью исключить влияние эффекта гашения струй на коррекции, используются только периферические соударения с центральностью 50-90%
- дополнительные коррекции вычисляются с помощью двуструйных событий и событий фотон+струя, при этом статистика значительно меньше, чем в данных протон-протонных соударений
- основным струйным алгоритмом в тяжелых ионах является Particle Flow,

использовались струи с $R=0.3$ и 0.4

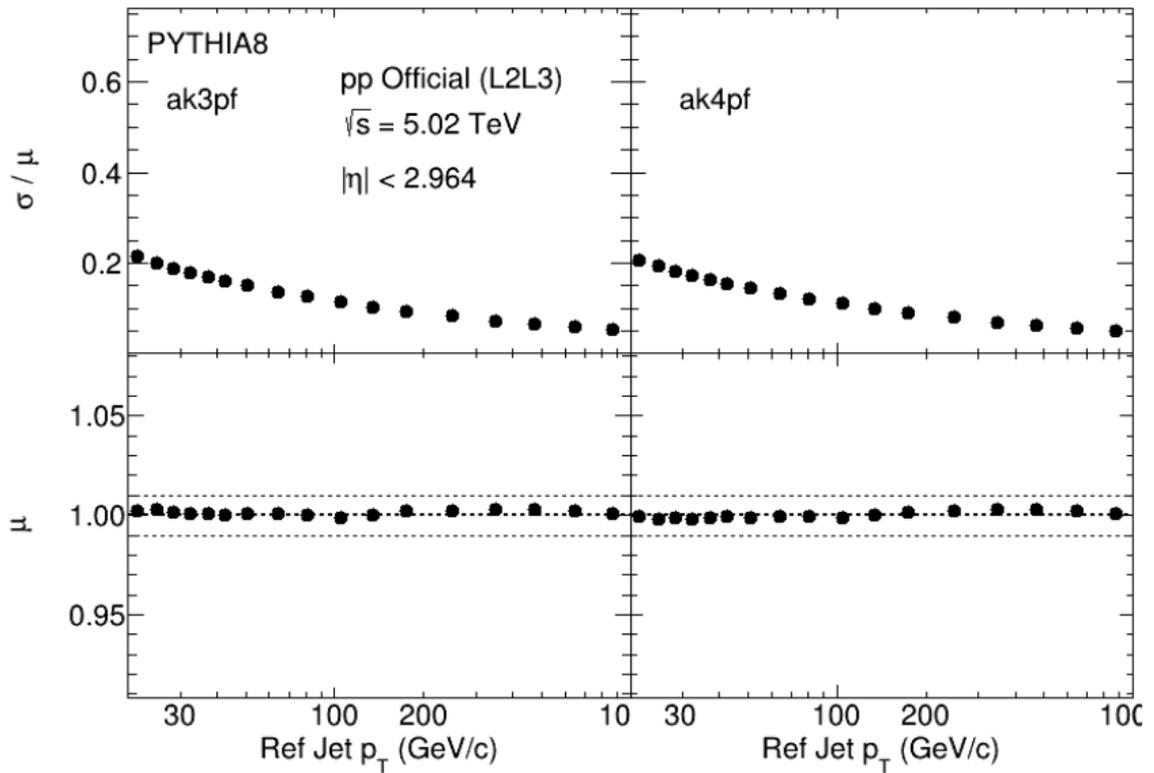


Рис. 4.12: Сходимость L2L3 коррекций для струй в соударениях тяжелых ионов в Монте-Карло

На этапе L2L3 сходимость коррекций в пределах 1% начинается с p_T струи 23 ГэВ. Отношение $\frac{p_T^{rec}}{p_T^{gen}}$ как функции поперечного импульса генераторной струи, после применения L2L3 коррекции показана на Рис. 4.12.

На этапе дополнительных коррекций по псевдобыстроте использовалось несколько методов аппроксимации отношения зависимости отклика от α . Лучшее схождение коррекций наблюдалась при фитировании зависимости фактора коррекции от p_T струи экспоненциальной функцией.

На этапе дополнительных коррекций по p_T использовались данные фотон+струя. Статистика позволяла вычислить коррекции только для одного бина по p_T .

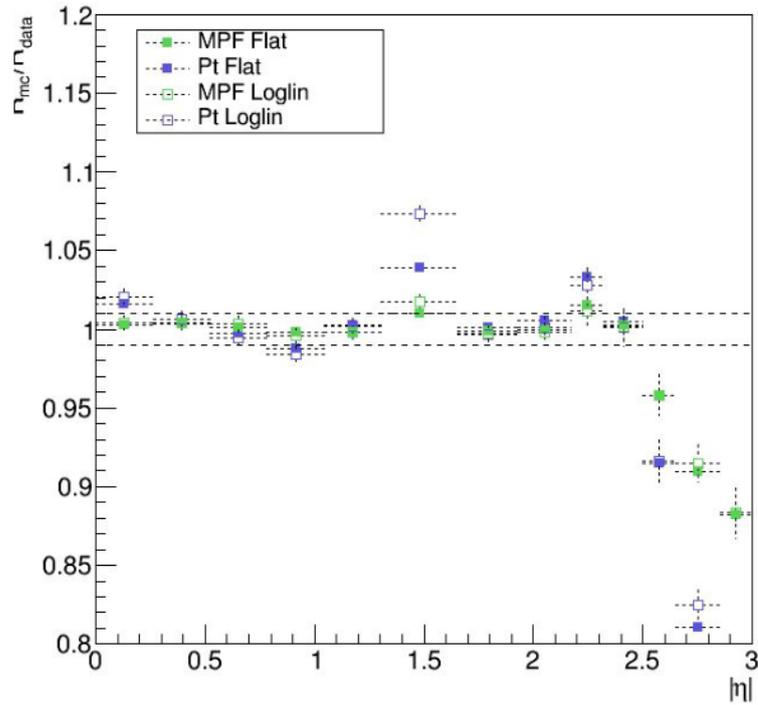


Рис. 4.13: Коррекционный фактор для дополнительных коррекций по псевдобыстроте для двухструйных событий в соударениях тяжелых ионов при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ

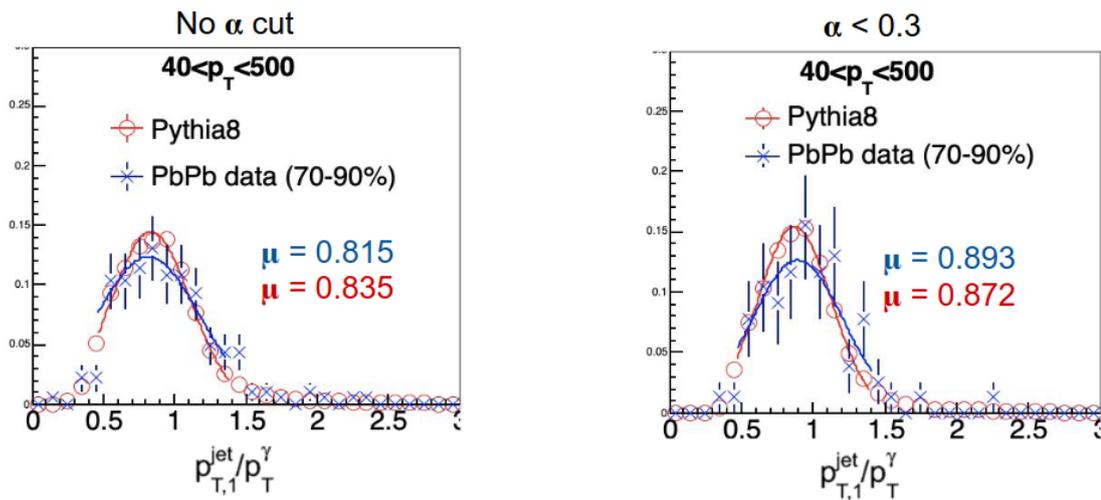


Рис. 4.14: Коррекционный фактор для дополнительных коррекций по p_T для событий фотон+струя в соударениях тяжелых ионов при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ

Глава 5

Исследование формы адронных струй

при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$

Высокоэнергичные партоны (кварки и глюоны) рождаемые в соударениях адронов фрагментируются в виде адронов, и, следовательно, детектируются в виде высокоэнергичных частиц. К современным моделям адронизации (т.е. процесса фрагментации партонов в адроны) относятся струнная схема (string scheme) и кластерная модель адронизации струй. Согласно кластерной модели, во время первой стадии адронизации, глюоны из партонного ливня распадаются непертурбативно на цветовые синглеты, которые имеют универсальное распределение по массе, быстро спадающее с ростом массы. Предполагается, что эти синглеты (цветовые кластеры) подвергаются простейшему изотропному распаду на пары адронов в соответствии с плотностью состояний с соответствующими квантовыми числами. Эта модель имеет лишь несколько параметров, естественный механизм генерации поперечных импульсов конечных адронов и подавление образования тяжелых частиц в адронизации. Однако кластерная модель испытывает трудности с описанием распада очень массивных кластеров и с подавлением выхода барионов и тяжелых кварков. Струнная модель основана на динамике релятивистской струны, представля-

ющей цветной поток, проходящий между начальной парой $q\bar{q}$. Струна создает линейный потенциал конфайнмента. Затем струна разбивается на адроны через парное рождение $q\bar{q}$. Модель имеет феноменологические параметры для распределения поперечных импульсов адронов и подавления выхода тяжелых частиц. Струнная модель также сталкивается с трудностями с описанием рождения барионов, но этих трудностей меньше, чем с кластерной моделью. Струнная модель реализована в генераторе Монте-Карло событий PYTHIA [56], а кластерная модель используется в генераторе Монте-Карло событий HERWIG++ [55]. В этом исследовании мы представляем результаты анализа для эксперимента CMS и сравнения струй из данных, созданных Монте-Карло генераторами PYTHIA 6.4 и HERWIG++ 2.2. При адрон-адронных соударениях форма струи является хорошей проверкой для разных моделей партонных каскадов и адронизации [53, 54]. Сравнение поперечной структуры струи между данными CMS и событиями Монте-Карло является инструментом для настройки генераторов Монте-Карло, используемых для моделирования адронных струй. Формы струй уже изучались в таких экспериментах, как LEP1, ZEUS, H1, CDF и D0 [57, 58, 59, 60, 61]. Эксперименты на ускорителе LHC дают возможность анализировать формы струй при гораздо более высоких энергиях струи. Настоящая работа посвящена анализу формы струй в эксперименте CMS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с использованием второго момента профиля струи $\langle \delta R^2 \rangle$ [62] и множественности заряженных частиц в струе. Переменная $\langle \delta R^2 \rangle$ позволяет избежать введения радиуса искусственного внутреннего "подконуса" и использовать информацию о составных составляющих струй во всем пространстве $\eta - \phi$. Это особенно важно для изучения формы струй в широком диапазоне поперечных импульсов, где эффективный поперечный размер струи резко меняется. Другим преимуществом является

то, что исследование погрешностей детектора и систематических неопределенностей может выполняться легко и прозрачно, путем разложения второго момента профиля струи $\langle \delta R^2 \rangle$ в линейную комбинацию вторых моментов профиля струи в ϕ и η направлениях. Это преимущество позволяет оценить систематические ошибки, вызванные сильным магнитным полем в детекторе CMS.

5.1 Данные, отбор событий и реконструкция

Используются данные, набранные детектором CMS в 2010 году, интегральная светимость которых составляет 36fb^{-1} при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Для реконструкции струй используется *anti* – k_T алгоритм ($R=0.5$) и далее Jet-Plus-Track алгоритм со всеми поправками описанными в предыдущей главе. Для сравнения с данными CMS используются данные Монте-Карло моделирования, произведенные с помощью Монте-Карло генераторов HERWIG++ и PYTHIA 6.409. Для событий с PYTHIA 6.409 используется набор настроек D6T и Z2 [63, 64]. Для событий с HERWIG++ 2.2.0 используется набор настроек 23 [65].

Далее для уменьшения фона применяются дополнительные отборы:

- фильтр для первичной вершины: $|Z| < 24\text{см}, |r| < 2\text{см}$
- отбор на минимальное количество треков в первичной вершине $NDF > 4$
- поперечный импульс струй $p_T > 40\text{ГэВ}$

Отбираются события, в которых сработал HLT триггер на струи с соответствующим порогом по p_T . События для каждого триггера используются только в том диапазоне по p_T в котором эффективность триггера близка к 100%.

Кривые эффективности триггеров от p_T (пороговые кривые) представлены на Рис.5.1 и 5.2.

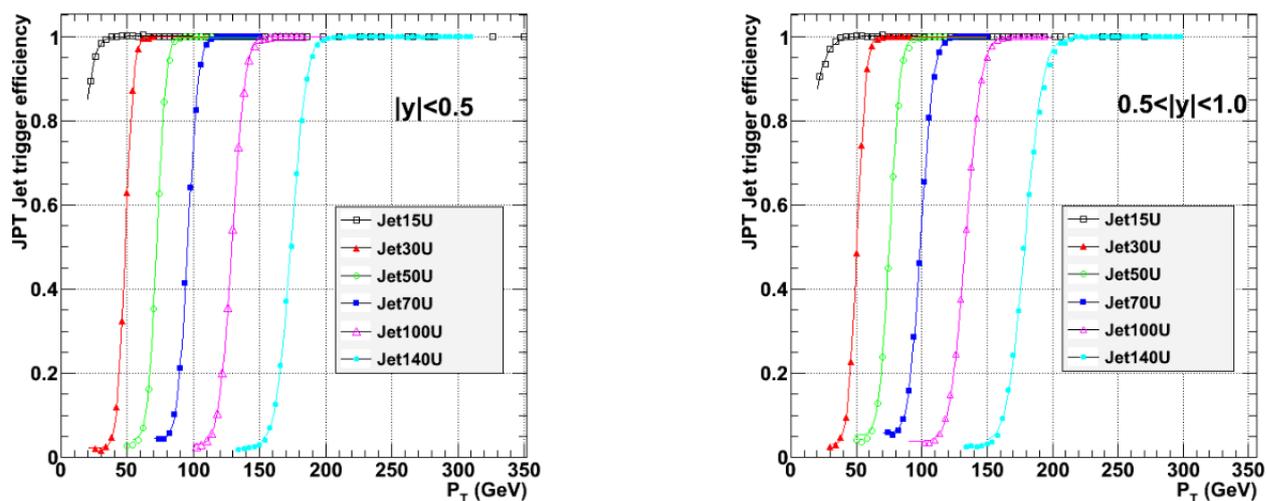


Рис. 5.1: Пороговые кривыеHLT триггеров для интервалов по быстроте $|y| < 0.5$ (слева) и $0.5 < |y| < 1.0$ (справа)

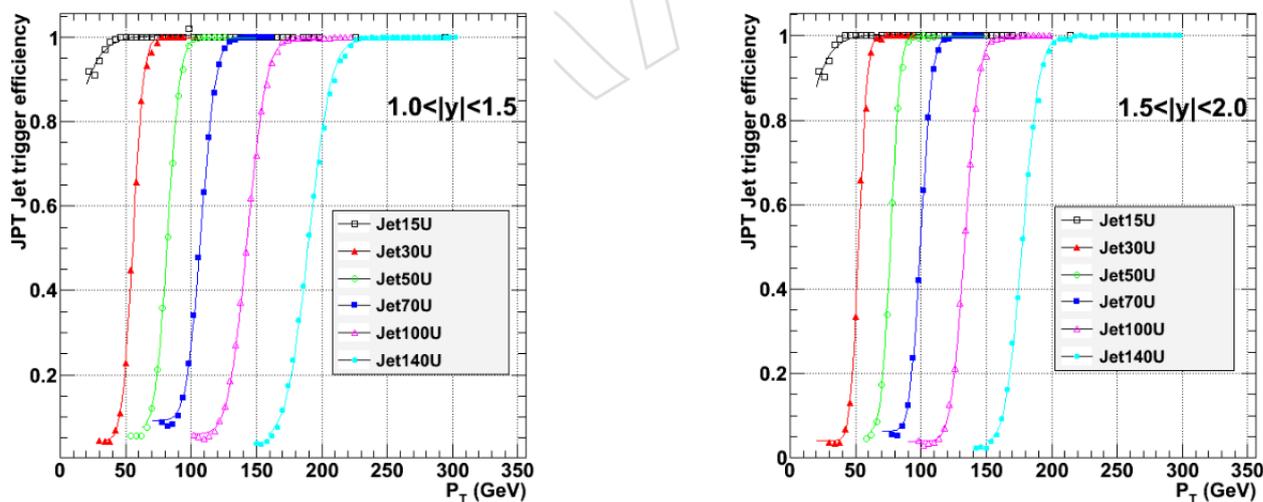


Рис. 5.2: Пороговые кривыеHLT триггеров для интервалов по быстроте $1.0 < |y| < 1.5$ (слева) и $1.5 < |y| < 2.0$ (справа)

Как для данных CMS, так и для Монте-Карло применяются следующие отборы:

- $|\eta| < 2$

- электромагнитная фракция энергии струи > 0.01
- адронная фракция струй $f_{HPD} < 0.98$
- количество калориметрических башен в струе > 1

В дополнение к этим требованиям мы применяем отборы на реконструированные треки: Чтобы минимизировать вклад ложных треков, реконструированных в трекерном детекторе, используются треки с $p_T > 0.5$ ГэВ/с с дополнительным ограничением на ошибку реконструкции $\delta p_T/p_T < 0.05$ и на импакт-параметр треков $d_{xy} < 0.2$ см; $d_z < 0.4$ см; $d_{xy}/\sigma(d_{xy}) < 5$; $d_z/\sigma(d_z) < 5$

Чтобы минимизировать эффекты неоднородности магнитного поля и нелинейности энергетического отклика калориметра в алгоритме Jet-Plus-Track, мы анализируем форму заряженной составляющей струи, восстановленной по трекам заряженных частиц, тогда как скорректированная энергия струи берется после применения полного набора поправок L1L2L3. Ось калориметрической струи в алгоритме Jet-Plus-Track корректируется с использованием треков. Треки в конусе $\eta - \phi$ с радиусом 0.5 вокруг оси струи используются как для определения поперечной структуры струи, так и для коррекции энергии струи.

5.2 Переменные формы струи

Приведенные ниже переменные используются для описания формы струй:

- Множественность треков в струе

- Второй центральный момент

$$\langle \delta R^2 \rangle(p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} \Delta R^2(i, jet) p_T^i}{\sum_{i \in jet} p_T^i} \quad (5.1)$$

где $\Delta R^2(i, jet) = (\phi_i - \langle \phi_{jet} \rangle)^2 + (\eta_i - \langle \eta_{jet} \rangle)^2$

- Переменные $\langle \delta \phi^2 \rangle$ и $\langle \delta \eta^2 \rangle$, которые соответствуют второму центральному моменту струи по переменным η и ϕ :

$$\langle \delta \eta^2 \rangle(p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} (\langle \eta_{jet} \rangle - \eta_i)^2 p_T}{\sum_{i \in jet} p_T^i} \quad (5.2)$$

$$\langle \delta \phi^2 \rangle(p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} (\langle \phi_{jet} \rangle - \phi_i)^2 p_T}{\sum_{i \in jet} p_T^i} \quad (5.3)$$

5.3 Учет эффективности реконструкции треков

Так-как в алгоритме Jet-Plus-Track активно используются треки, необходимо определять и учитывать эффективность реконструкции треков. Во-первых, определялась эффективность регистрации изолированных треков, которая возникает из-за взаимодействий в веществе и аксептанса трекера. эффективность учитывалась путем введения веса трека, который зависит от p_T и η . Во-вторых, определялась эффективность регистрации треков внутри струи. Для этого использовалась следующая процедура:

- Отбираются струи, на которых сработал НЛТ триггер с порогом 100 ГэВ и 140 ГэВ
- В Монте-Карло генерируются заряженные пионы с максимальным отклонением от оси струи 0.001 и с вершиной как у струи, в диапазоне по p_T от 1 до 100 ГэВ

- Отклик детектора CMS на сгенерированные пионы (хиты в треkere) вставляется в событие в данных в котором находится струя
- Вычисляется эффективность реконструкции пионов как отношение количества реконструированных треков вставленных из Монте-Карло к изначальному количеству пионов, вставленных в событие

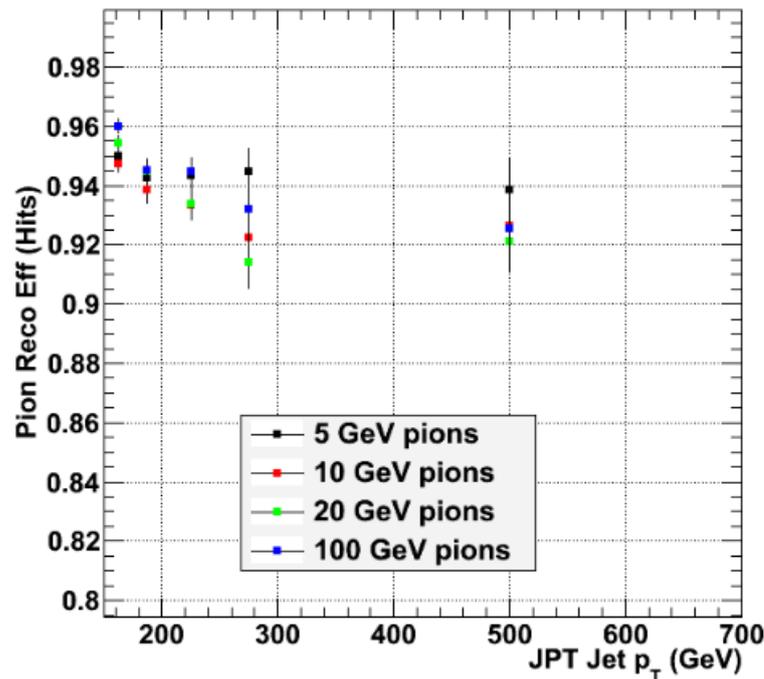


Рис. 5.3: Эффективность реконструкции треков, вставленных в событие со струями

Полученная эффективность реконструкции треков показана на Рис. 5.3. Эффективность зависит от p_T, η и множественности частиц в струе. Коррекция на эту эффективность вводилась, как единый множитель на множественность треков в струе, который вычислялся, как средняя коррекция по всем вставленным трекам, причем коррекция вводилась относительно треков, хиты которых не пересекались с хитами других треков в струе. Коррекция составляла 1-2% в центральном детекторе и 4-6% в торцевом.

5.4 Учет функции отклика детектора

Чтобы получить "истинные" распределения из искаженных конечным разрешением по энергии или p_T экспериментальных данных, применяется процедура "unfolding". Применялись два метода. В основном методе поправки на разрешение энергии струи извлекались с помощью аналитического метода регуляризации Тихонова с квазиоптимальным решением [66]. Перекрестная проверка проводилась с помощью поправок "бин за бином" из симуляции CMS на основе генератора Монте-Карло РУТНИА 6 tune Z2. Разница между результатами, полученными этими двумя методами, составляет менее 2%.

Метод регуляризации Тихонова

Чтобы получить из экспериментально измеренных распределений множественности и δR^2 в зависимости от p_T истинные, применялась процедура разворачивания (unfolding), учитывающая функцию отклика детектора и эффективность реконструкции. Задачу можно представить, как решение интегрального уравнения:

$$f(p_T^{reco}) = \int R(p_T^{true}, p_T^{reco}) \phi(p_T^{true}) dp_T^{true} \quad (5.4)$$

f - измеренное распределение, ϕ - искомое истинное, R - функция энергетического разрешения струи:

$$R = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-(p_T^{true} - p_T^{reco})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.5)$$

В нашем случае задача дискретизируется, так как истинное и экспериментальное распределения представлены в виде гистограмм:

$$\begin{aligned} y_{i=1,\dots,n} &= \left[\int_{bin_1} f(p_T^{reco}) dp_T^{reco}, \dots, \int_{bin_n} f(p_T^{reco}) dp_T^{reco} \right] \\ \lambda_{i=1,\dots,p} &= \left[\int_{bin_1} \phi(p_T^{true}) dp_T^{true}, \dots, \int_{bin_p} \phi(p_T^{true}) dp_T^{true} \right] \end{aligned} \quad (5.6)$$

соответственно, получаем матричное уравнение $y_i = \sum_{j=1,p} K_{ij} \lambda_j$ где элемент матрицы K_{ij} :

$$K_{i,j} = \frac{\int_{bin_i} \int_{bin_j} R(p_T^{true}, p_T^{reco}) \phi(p_T^{true}) dp_T^{true} dp_T^{reco}}{\int_{bin_j} \phi(p_T^{true}) dp_T^{true}} \quad (5.7)$$

это вероятность истинному событию из бина j оказаться в бине i экспериментально измеренной гистограммы. Матрица K_{ij} вычисляется из Монте-Карло либо интегрированием R для некоторого начального распределения $\phi(p_T^{true})$. Если ϕ слабо меняется в пределах бина, то она выносится и сокращается. К сожалению матрица K_{ij} часто оказывается плохо определенной, поэтому решить задачу путем вычисления обратной матрицы K^{-1} не получается. Для решения задачи используется метод регуляризации Тихонова, который заключается в построении регулирующего функционала типа:

$$\sum_i (y_i - \sum_j K_{ij} \lambda_j)^2 + \alpha \Omega(\lambda) \quad (5.8)$$

где K_{ij} - матрица разрешения, первая часть функционала - обычное χ^2 , вторая часть - регулирующая добавка, чаще всего используется $\alpha \sum_i (\lambda_{i+1} - 2\lambda_i + \lambda_{i-1})^2$ что соответствует регуляризации по дискретной второй производной. α - параметр регуляризации, его выбор (квазиоптимальное решение) описан в [67, 68].

Для выбора α производится сканирование в диапазоне от 1 до 10^{-16} (см. Рис. 5.4). Для каждого α находится минимум функционала $\lambda_{j=1,\dots,p}(\alpha)$. Если известно $\lambda_{j=1,\dots,p}^{true}$ (если α выбирается с помощью Монте-Карло), то определяется $m(\alpha) = \max_{j=1,\dots,p} |\lambda(\alpha) - \lambda^{true}|$. Далее ищутся минимумы функции $m(\alpha)$. Должно быть два минимума или больше (иначе задача не решается методом Тихонова). Отбрасывается минимум с самым большим α и выбирается лучший из оставшихся. Если λ^{true} не известна, то используется первая

производная:

$$m(\alpha) = \max_{j=i,\dots,p} \left| \frac{d\lambda(\alpha)}{d\ln\alpha} \right| \quad (5.9)$$

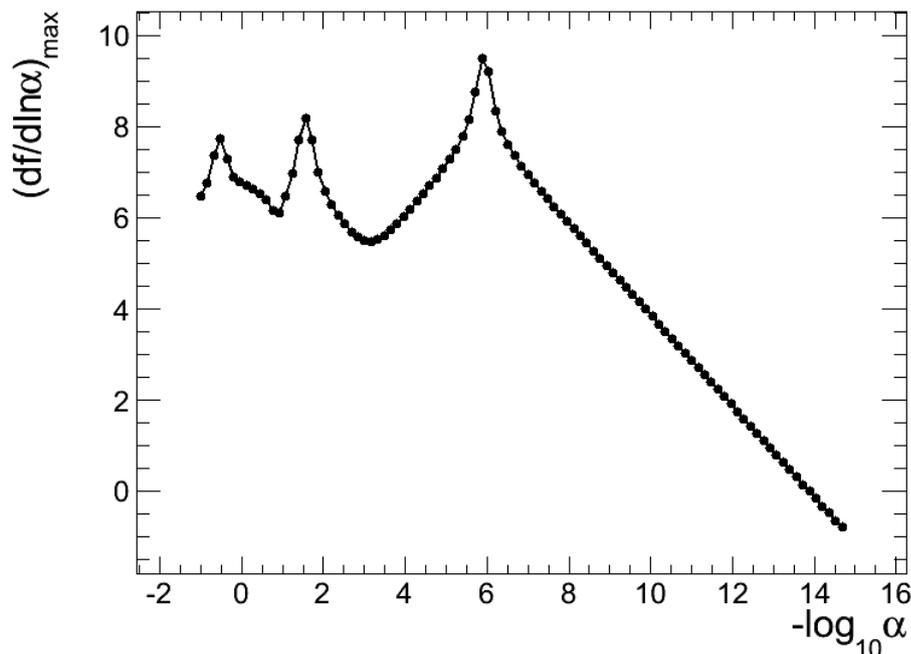


Рис. 5.4: Значения первой производной функционала $\lambda(\alpha)$ для α в диапазоне от 1 до 10^{-16} .

Метод бин-за-бином

Альтернативным методом преобразования распределений на детекторном уровне к уровню частиц является метод коррекции от бина к бину. Этот метод предполагает использование моделирования Монте-Карло для получения поправок от детекторного уровня к уровню частиц для каждого значения поперечного импульса струи p_T . Зависимость наблюдаемой величины как функции генераторной энергии струи делится на зависимость наблюдаемой величины как функции энергии реконструированной струи. В самом простом случае, количество бинов в распределениях на детекторном уровне и уровне частиц

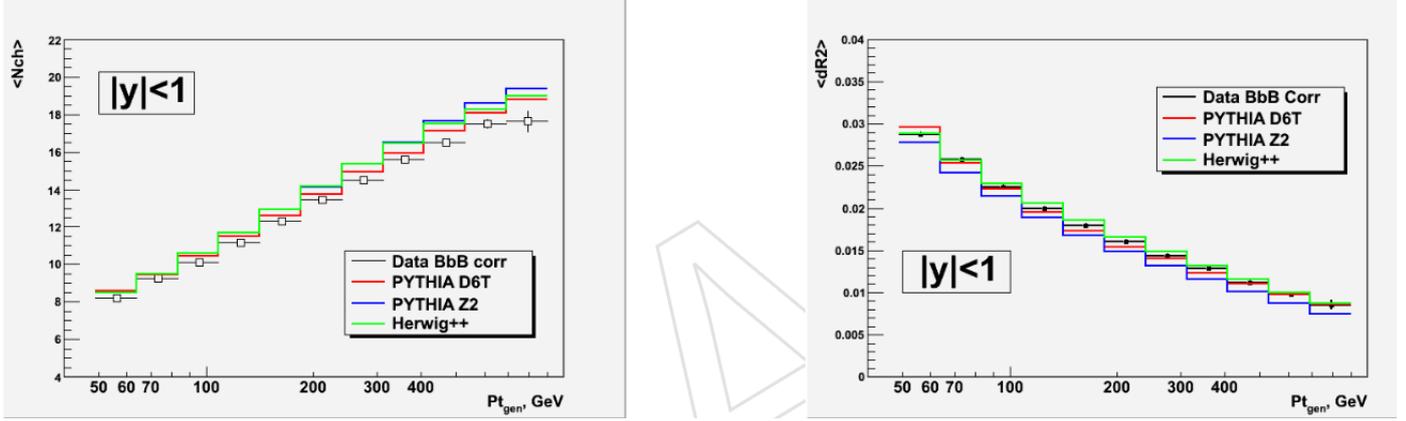


Рис. 5.5: Зависимость множественности N_{ch} (слева) и $dR2$ (справа) от поперечного импульса струи в диапазоне $|y| < 1.0$ для инклюзивной выборки струй. Значения Монте-Карло генераторов (PYTHIA Z2 и D6T, Herwig++) показаны на том же графике. Развертка для данных выполнена методом бин-за-бином.

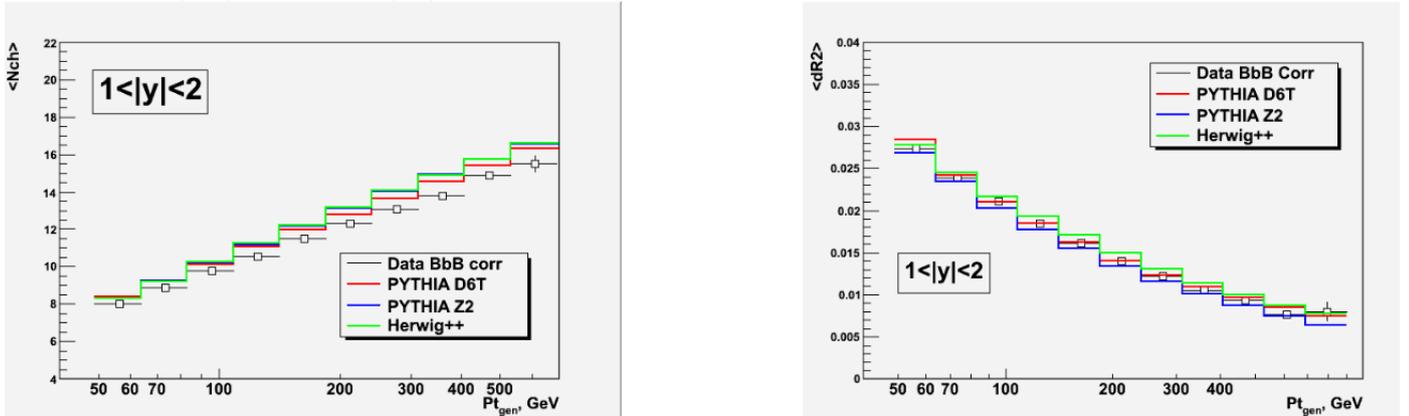


Рис. 5.6: Как Рис. 5.5 но для диапазона $1.0 < |y| < 2.0$

одинаково. Тогда скорректированное значение входов в каждом i -том бине $\hat{\mu}_i = C_i n_i$ и коррекционный фактор для i -того бина $C_i = \mu_i^{MC} / \mu_i^{MCTRUTH}$.

Результаты анфолдинга

Оба метода анфолдинга проверялись на Монте-Карло: генерировались “данные”, проводился анфолдинг и сравнение с истинными распределениями. Распределения переменных, приведенные к уровню частиц методом бин-за-бином

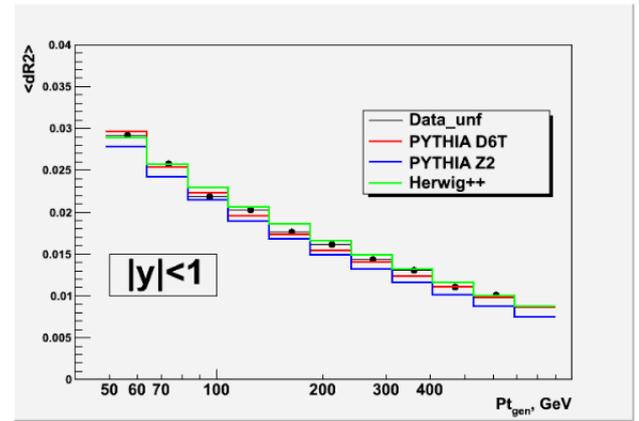
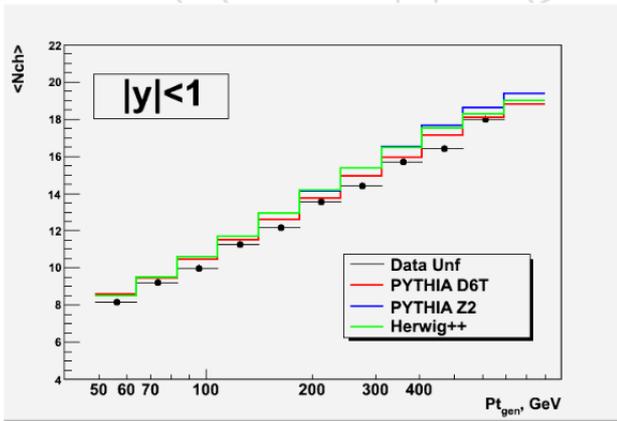


Рис. 5.7: Сравнение между скорректированными развернутыми (методом регуляризации Тихонова) значениям переменных и соответствующих генераторных значениях для трех Монте-Карло генераторов в зависимости от поперечного импульса струи для диапазона по быстроте струи $1 < |y|$. Множественность заряженных частиц (слева), радиальный момент (справа)

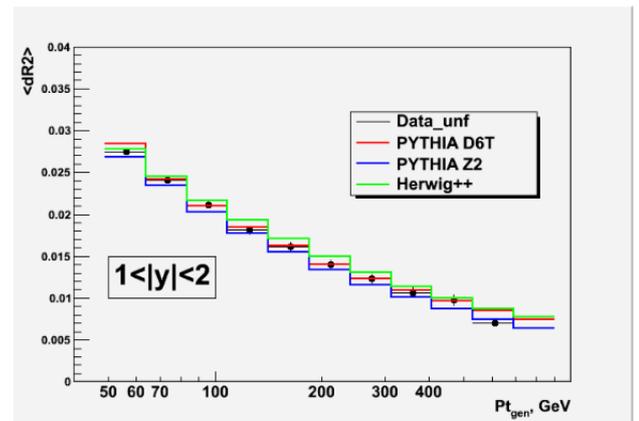
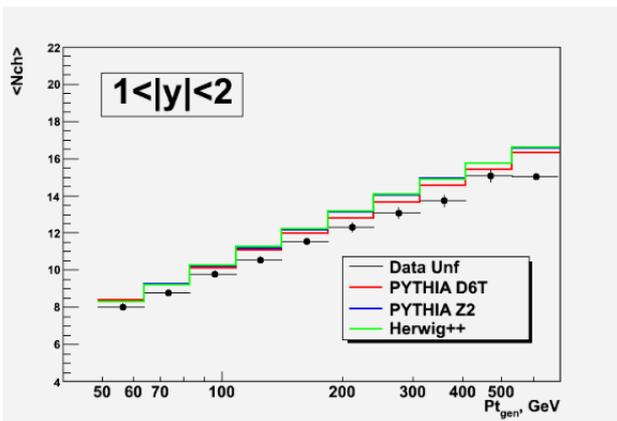


Рис. 5.8: Как Рис. 5.7 но для диапазона $1.0 < |y| < 2.0$

представлены на Рис. 5.5 и 5.6 вместе с истинными распределениями Монте-Карло генераторов. Распределения переменных, приведенные к уровню частиц методом регуляризации Тихонова представлены на Рис. 5.7 и 5.8 вместе с распределениями Монте-Карло генераторов. Зависимость отношений развернутых наблюдаемых к наблюдаемому генераторного уровня от поперечного импульса струи вычисляются для Монте-Карло генераторов PYTHIA Z2 и

HERWIG. Разница в данных отношениях усредняется для двух Монте-Карло генераторов, параметризуется и применяется как дополнительная коррекция к развернутым данным. Та же самая коррекция применяется и к развернутым данным Монте-Карло. Максимальная разница между скорректированными развернутыми значениям переменных и соответствующими генераторными значениями используется как систематическая погрешность.

5.5 Оценка систематики

К основным источникам систематических погрешностей относятся неопределенность энергетической шкалы и энергетического разрешения струи, неэффективность трекинга, а также погрешность, связанная с процедурой анфолдинга. Вклад других источников, как угловое разрешение струй и угловое разрешение треков, является пренебрежимо малым. Значение систематических погрешностей показаны в Таблице 5.1.

Тип сист. погрешности	Nch $ y < 1$	Nch $1 < y < 2$	δR^2 $ y < 1$	δR^2 $1 < y < 2$
Энергетическая шкала	1-2%	1-2%	2-5%	2-3%
Трекинг	2%	2-3%	2-6%	2-8%
Разрешение	0.5%	1%	0.5%	2%
Анфолдинг	1%	1%	2-5%	2-5%

Таблица 5.1: Систематические погрешности для $\langle Nch \rangle$ и $\langle \delta R^2 \rangle$

5.6 Результаты

Измеренные $\langle Nch \rangle$ и $\langle \delta R^2 \rangle$ в зависимости от p_T струи представлены на Рис.5.9 и 5.10 для двух различных интервалов быстроты, $|y| < 1$ и

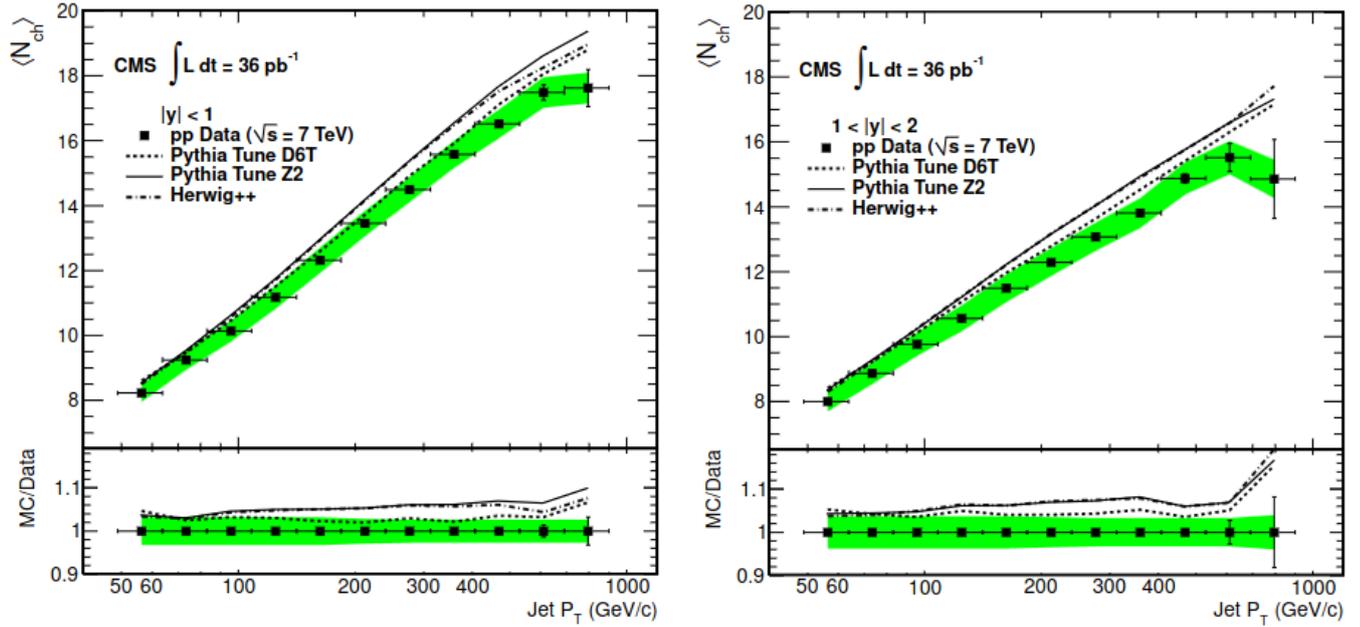


Рис. 5.9: Средняя множественность заряженных частиц N_{ch} как функция p_T струи для струй для диапазона по быстроте $0 < |y| < 1$ (вверху) и $1 < |y| < 2$ (внизу). Также показаны предсказания на основе PYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия). В нижней части каждого графика показано отношение Монте-Карло к данным со статистическими ошибками и полосой, обозначающей систематическую погрешность измерения данных.

$1 < |y| < 2$, вместе с их статистическими и систематическими погрешностями. Общая систематическая погрешность включает в себя погрешность энергетической шкалы струи, разрешения энергии струи, эффективность трекинга, процедуру анфолдинга струи и вклад от пайлап события. Отношения предсказаний Монте-Карло к данным показаны в нижней части рисунков.

Измеренные значения $\langle N_{ch} \rangle$ систематически ниже, чем значения, полученные в PYTHIA6 и HERWIG++. В случае с $\langle \delta R^2 \rangle$ предсказанные значения находятся в согласии с измеренными за исключением некоторого расхождения, наблюдаемого в PYTHIA6 при настройке Z2 при $|y| < 1$ От-

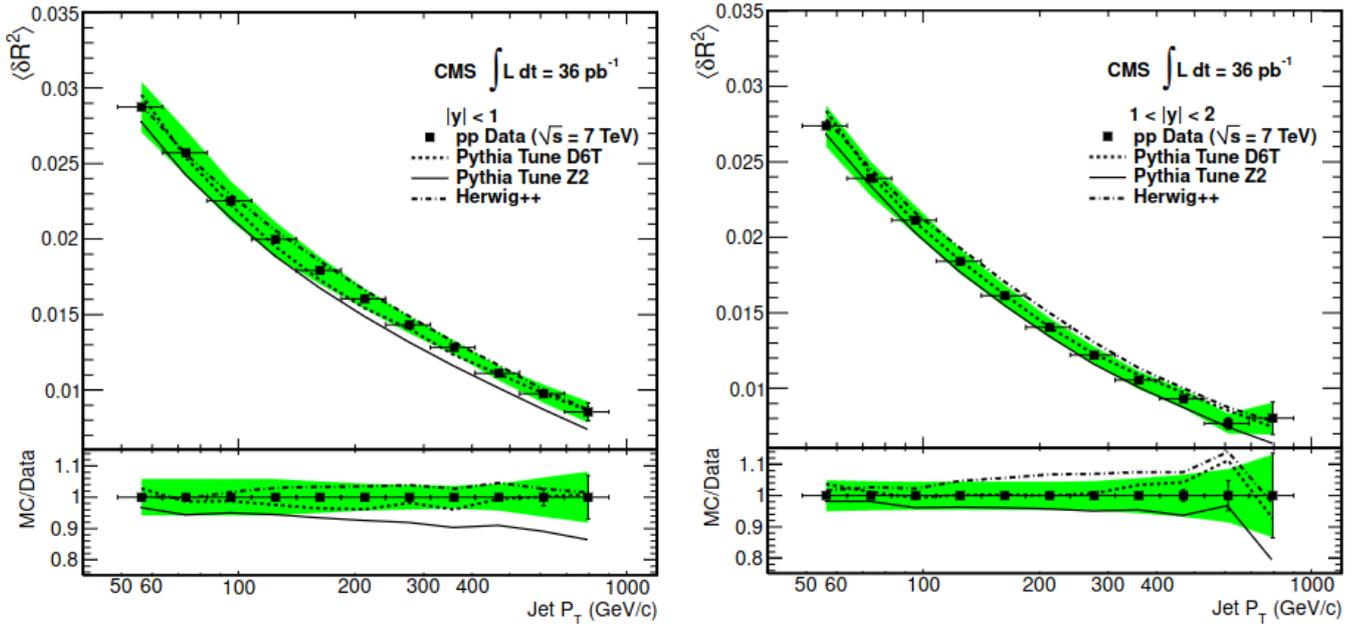


Рис. 5.10: $\langle \delta R^2 \rangle$ как функция p_T струи для струй для диапазона по быстройте $0 < |y| < 1$ (вверху) и $1 < |y| < 2$ (внизу). Также показаны предсказания на основе PYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия). В нижней части каждого графика показано отношение Монте-Карло к данным со статистическими ошибками и полосой, обозначающей систематическую погрешность измерения данных.

ношение вторых моментов в направлениях η и ϕ показано как функция p_T струи для $|y| < 1$ на Рис.5.11.

Измеренная ширина струи в направлении η немного больше, чем в направлении ϕ . Эти результаты согласуются с PYTHIA6, в то время как HERWIG++ предсказывает большее различие ширины струи в направлениях η и ϕ . Сравнение значений $\langle Nch \rangle$ и $\langle \delta R^2 \rangle$, полученных из данных, как функций p_T струи в двух диапазонах по быстройте струи с предсказаниями для кварковых и глюонных струй показано на Рис.5.12. Данные находятся в хорошем согласии с гипотезой что доля кварк-индуцированных струй увеличивается

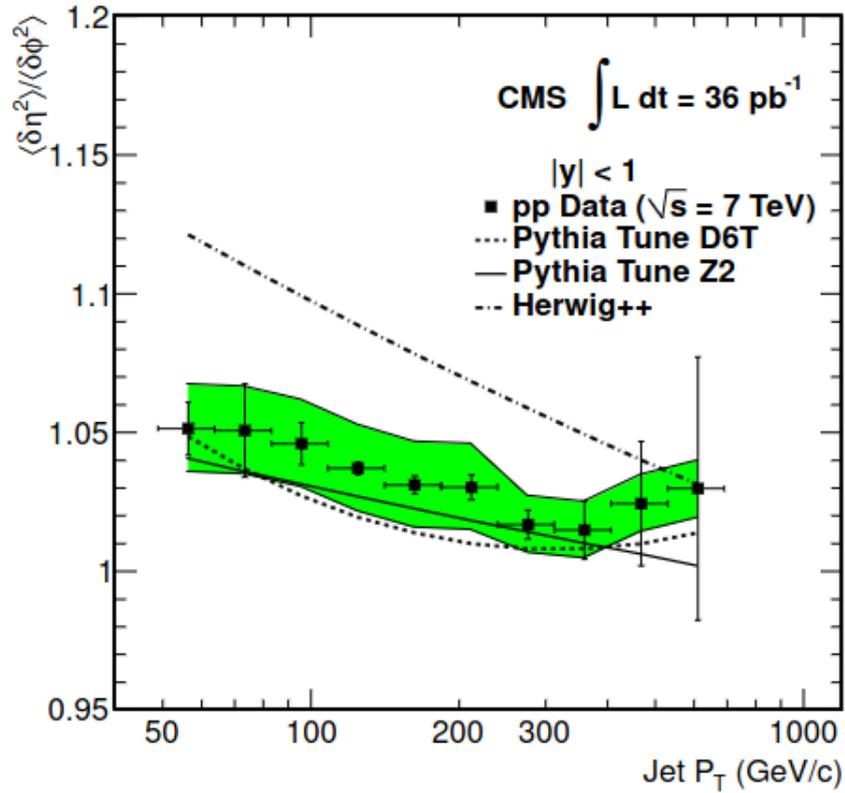


Рис. 5.11: Отношение вторых моментов струи в направлениях η и ϕ как функция p_T струи для диапазона по быстроте $|y| < 1$. Систематическая погрешность показана в виде полосы вокруг точек данных. Также показаны предсказания на основе PYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия).

с ростом p_T и быстроте струи.

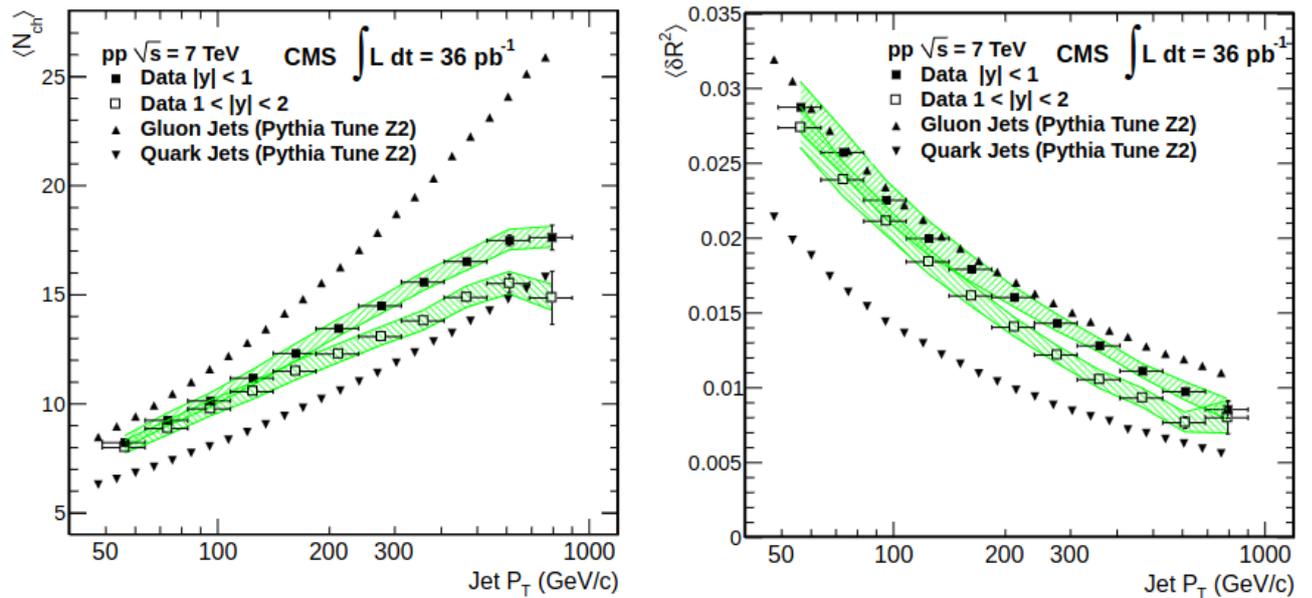


Рис. 5.12: Средняя множественность заряженных частиц $\langle N_{ch} \rangle$ (слева) и $\langle \delta R^2 \rangle$ (внизу) как функции p_T струи для струй с $0 < |y| < 1$ (сплошные квадраты) и с $1 < |y| < 2$ (открытые квадраты). Данные приведены с полосами статистических ошибок и полосой, обозначающей систематическую погрешность. Также показаны предсказания для кварк-индуцированных и глюон-индуцированных струй для $|y| < 1$ на основе генератора событий PYTHIA6 tune Z2.

Глава 6

Изучение кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов

Энергичные партоны, образующиеся в результате жестких процессов при соударениях тяжелых ионов высоких энергий теряют энергию при прохождении плотной среды, кварк-глюонной плазмы [70]. Механизмы этих потерь энергии до конца неизвестны. В результате партонного ливня и последующей адронизации партоны наблюдаются в эксперименте, как поток энергичных частиц, вылетающих в узком конусе (струя). Причем ширина конуса зависит от поперечного импульса партона, а также его типа u, d, s, c, b (кварк) или g (глюон). Важной характеристикой струи является ее заряд, так как он отражает заряд партона, инициирующего струю. Соотношение числа кварков и глюонов в выборке событий зависит от типа жесткого процесса. Например, в событиях Z +струя соотношение кварковых и глюонных струй 70% кварковых к 30% глюонных струй, в то время, как для многоструйных событий соотношение обратное [71]. Потери энергии партонов проявляются в эксперименте в виде подавления выхода энергичных адронов и струй с большим поперечным импульсом, а также модификации формы струй. Совокупность данных эффектов принято называть эффектом гашения адронных струй [72, 73, 74], ко-

торый является одним из основных сигналов возникновения кварк-глюонной плазмы. Поскольку развитие партонного ливня у кварков и глюонов несколько отличаются, то в результате получаются струи разной ширины. Струи, инициированные глюонами шире, чем струи, инициированные легкими кварками [75]. При прохождении плотной среды не исключено дополнительное уширение струй, причем степень уширения может зависеть от типа партона и от характеристик плотной среды. В ряде теоретических моделей ожидается, что и доля глюонных (кварковых) струй может существенно меняться при возникновении кварк-глюонной плазмы и измерение фракции глюонных (кварковых) струй в зависимости от центральности событий может являться важной экспериментальной наблюдаемой для проверки теоретических моделей [76]. Поэтому возможность разделения кварковых и глюонных струй, а также изучение изменения характеристик струй при прохождении партонов через плотную среду, является важной задачей для регистрации возникновения кварк-глюонной плазмы, а так же изучения ее характеристик.

Для разделения струй, инициируемых легкими кварками (u,d,s) от глюонных струй в pp взаимодействиях используется ряд наблюдаемых, характеризующих форму струи и множественность частиц в струе и разработаны соответствующие методики на основе машинного обучения [77]. В отличие от протон-протонных соударений, в соударениях тяжелых ионов существуют дополнительные сложности, связанные с фоном от мягкой компоненты, зависимостью переменных от прицельного параметра соударения (от центральности события) и от эффектов прохождения струй через кварк-глюонную плазму. Поэтому процедура разделения кварковых и глюонных струй должна быть дополнена выделением наблюдаемых, характеризующих струю, из фона от тяжело ионного взаимодействия. Поскольку энергия струй уменьшается в ре-

зультате гашения и характеристики струй меняются при прохождении через плотную среду и в тоже время зависят от поперечного импульса струи, то для сравнения характеристик струй в плотной среде с pp-взаимодействиями или изучения зависимости от прицельного параметра необходимо выбрать процесс с той же самой жесткостью взаимодействия. Иными словами, процесс должен характеризоваться частицей, которая не чувствительна к плотной среде, например, процесс фотон плюс струя или Z бозон плюс струя. Тогда, зависимость характеристик струи от прицельного параметра события можно изучать в зависимости от поперечной энергии фотона.

6.1 Моделирование соударений ядер свинца

Для моделирования жесткого процесса фотон+струя в столкновениях тяжелых ионов использовался Монте-Карло генератор PYQUEN, в то время, как событие с тяжелыми ионами (фон от мягкой компоненты события) моделировалось отдельно с помощью Монте-Карло генератора HYDJET [78]. События моделировались с разными прицельными параметрами с учетом и без учета эффекта гашения струй. При смешивании сигнального события и мягкой компоненты, выбирались события с одним и тем же прицельным параметром. Для последующей обработки на частицы события накладывались отборы, соответствующие геометрии детектора CMS [79]. Диаграммы Фейнмана для рождения прямых фотонов показаны на Рис. 6.1. Фотоны рождаются в результате Комптоновского рассеяния кварка на глюоне, а также при аннигиляции пары кварк-антикварк. Монте-Карло генератор PYQUEN считывает в качестве входных данных прицельный параметр фонового события HYDJET. Сигнальные события производятся как с эффектом гашения струй, так и без него. Выбор сигнального процесса обусловлен тем, что фо-

тон используется как тагирующая частица, которая после рождения проходит через кварк-глюонную плазму без потерь и в то же время характеризует жесткость взаимодействия и, соответственно, поперечный импульс партона до прохождения плотной среды. После моделирования сигнала два события смешиваются, в результате чего получается событие, где, как и в реальных данных, есть мягкая компонента и жесткая компонента. Для анализа использовались два набора данных с и без эффекта гашения струй. Для получения равномерной статистики в зависимости от p_T фотона, жесткое событие моделируется в интервалах (80-120), (120-170) и (170-500) ГэВ по поперечному импульсу фотона по 500 тысяч событий в каждой диапозоне, что дает итоговую статистику в 1.5 миллиона событий без эффекта гашения струй, и столько же с эффектом гашения струй.

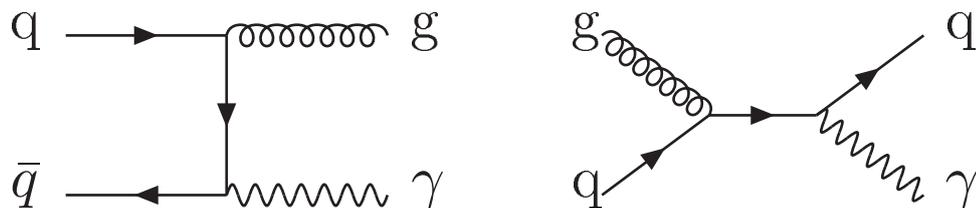


Рис. 6.1: Диаграммы Фейнмана для рождения прямых фотонов. Комптоновское рассеяния кварка на глюоне (справа), аннигиляция пары кварк-антикварк (слева)

6.2 Реконструкция адронных струй

Кластеризация адронных струй алгоритмом anti- k_T [80] с параметром радиуса 0.4 производится с помощью пакета программного обеспечения FastJet [81]. Перед тем как произвести кластеризацию, необходимо осуществить вычитание фона от тяжело ионного события-подложки. Для этого был применен итерационный метод, описанный в [82]. Пространство η, ϕ делится на кольца

толщиной $\Delta\eta = 0.1$, что приблизительно соответствует сегментации калориметров CMS. Затем из энергии каждой частицы вычитается среднее значение энергии по кольцу. После этого производится кластеризация адронных струй. На второй итерации, среднее значение по кольцу η вычисляется только с учетом частиц, которые не кластеризовались в струю.

6.3 Характеристики кварковых и глюонных струй в тяжелоионном событии

Для разделения кварковых и глюонных струй с использованием методов машинного обучения, необходимо подобрать переменные, которые принимают разные значения для кварковых и глюонных струй. Дополнительным требованием является возможность вычитания фоновой компоненты. Изначально рассматривались классические переменные, используемые в pp соударениях [83]. Дополнительно были включены в рассмотрение ширина и заряд струи.

Для вычитания фоновой компоненты из наблюдаемых характеристик струй используется метод случайного конуса [84]. Метод состоит в вычислении значения переменных для конуса с радиусом $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$ и осью η, ϕ , зеркально отраженной относительно оси рассматриваемой струи. При этом значения переменных вычисляются только для частиц, принадлежащих тяжелоионному событию, по аналогии с тем, как в реальном эксперименте он вычисляется на данных, взятых с минимальными отборами. Фоновую компоненту события можно вычитать пособытийно для каждой струи, либо можно вычитать для каждой переменной среднее значение фоновой компоненты для данного значения центральности. Оба метода работают, но первый подвержен флуктуациям для низкоэнергичных струй. Второй метод можно реализовать

путем аппроксимации полиномом четвертой степени зависимости среднего значения переменной от центральности соударения. Для оценки качества вычитания фоновой компоненты, струи после вычитания фона сравниваются с "истинными" струями, которые реконструируются только с использованием сигнальных событий.

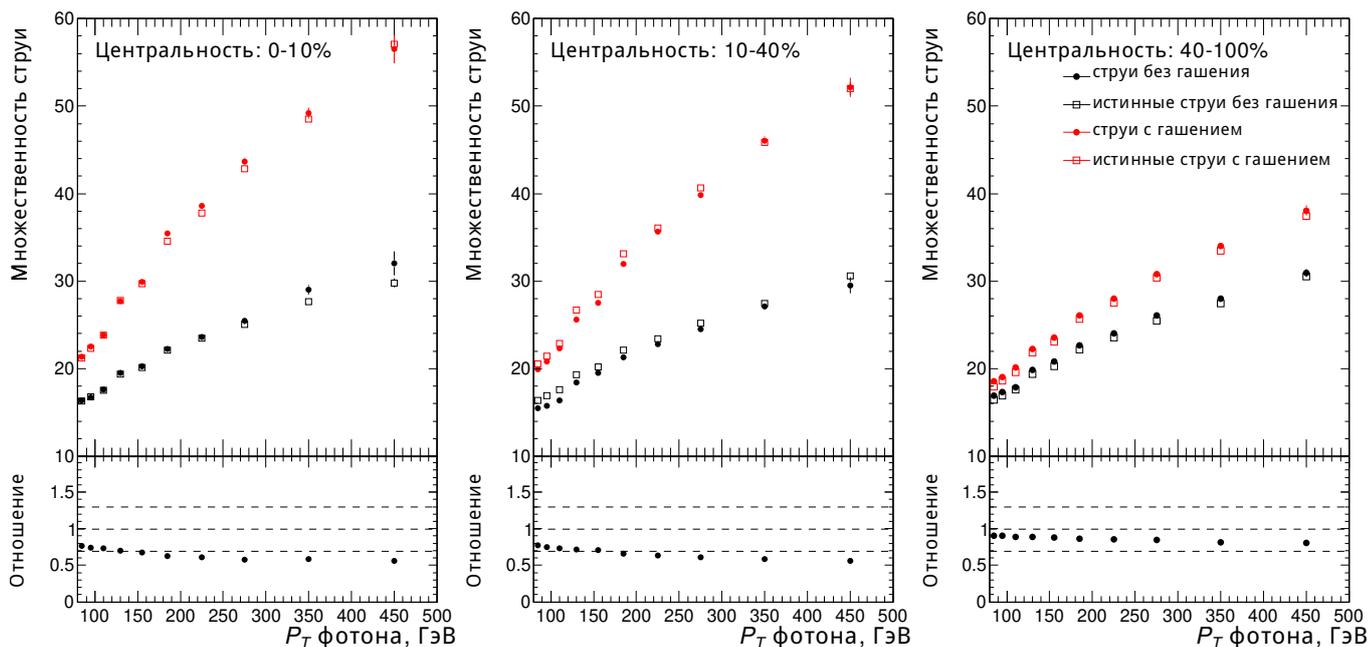


Рис. 6.2: Измеренная множественность струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от p_T фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения

Множественность заряженных частиц в струе вычисляется как количество заряженных частиц, попадающих в конус вокруг оси струи с радиусом 0.4. Для данной переменной характерен рост среднего значения с ростом p_T фотона. Также можно наблюдать отсутствие зависимости от центральности для событий без эффекта гашения струй. Разница между переменными с или без эффекта гашения струй увеличивается в случае более центральных событий,

как показано на Рис. 6.2.

Средняя ширина струи вычисляется по формуле

$$\langle \delta R^2 \rangle(p_T) = \frac{\sum_{i \in jet} \Delta R_i^2 p_T^i}{\sum_{i \in jet} p_T^i} \quad (6.1)$$

где $\Delta R^2 = \Delta \eta^2 + \Delta \phi^2$ - это квадрат расстояния от частицы до оси струи в пространстве η, ϕ . С ростом p_T струя сужается. В случае наличия эффекта гашения струй также наблюдается уширение струи по мере увеличения центральности соударений. Распределения показаны на Рис 6.3.

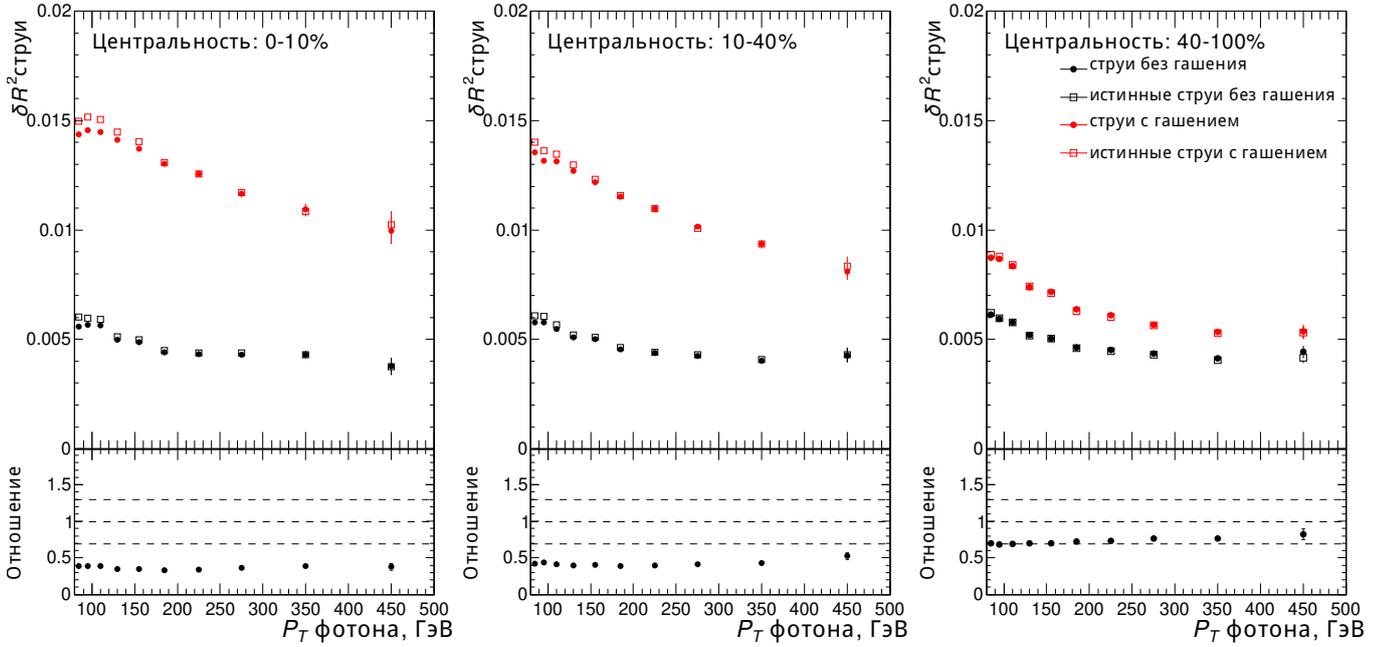


Рис. 6.3: Измеренная ширина струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от p_T фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения

Заряд струи вычисляется по формуле

$$Q(p_T) = \frac{1}{\sqrt{p_T(jet)}} \sum_{i \in jet} q(i) \sqrt{p_T(i)} \quad (6.2)$$

Заряд струи остается постоянным вне зависимости от центральности или p_T фотона. Заряд струи уменьшается при наличии эффекта гашения струй. Распределения показаны на Рис. 6.4.

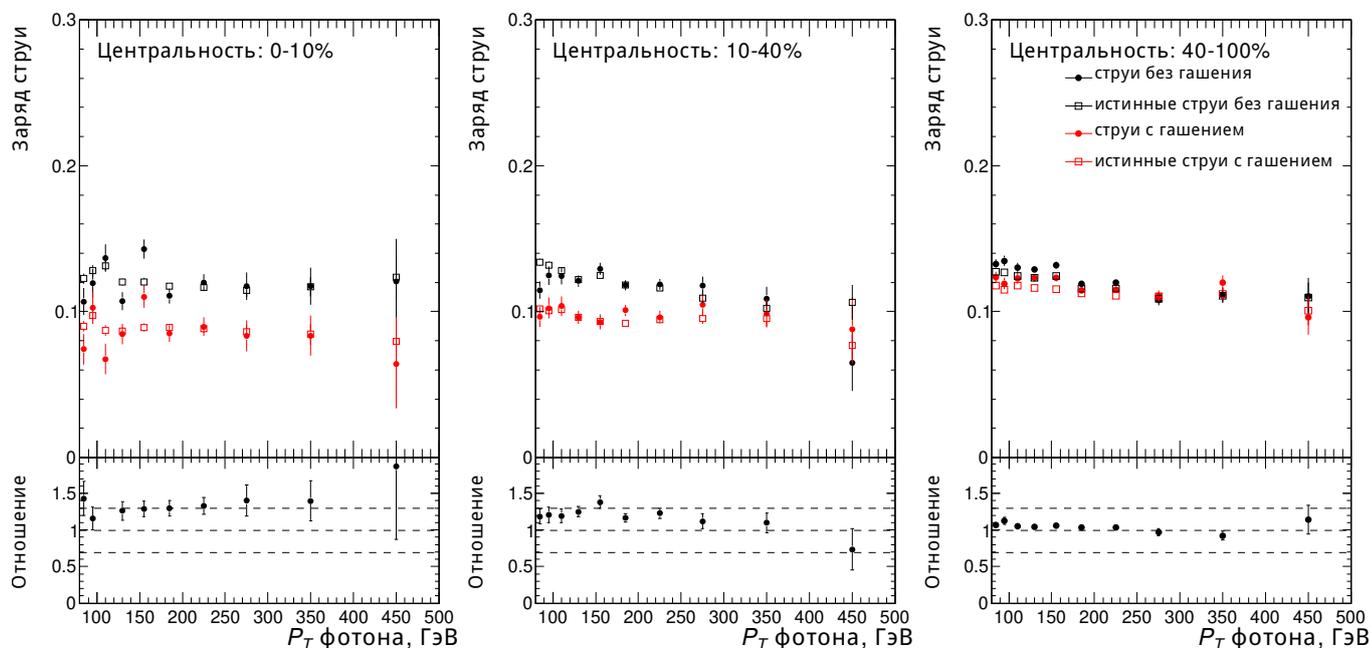


Рис. 6.4: Измеренный заряд струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от p_T фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения

Множественность заряженных частиц в струе, ширина заряд струи были исследованы отдельно для кварковых и глюонных струй во всем диапазоне центральности соударений, как в случае с гашением струй, так и без него (Рис.6.5).

6.4 Методика разделения кварковых и глюонных струй

Для разработки кварк-глюонного дискриминатора был использован метод машинного обучения Gradient Boosted Decision Tree (GBDT) из пакета

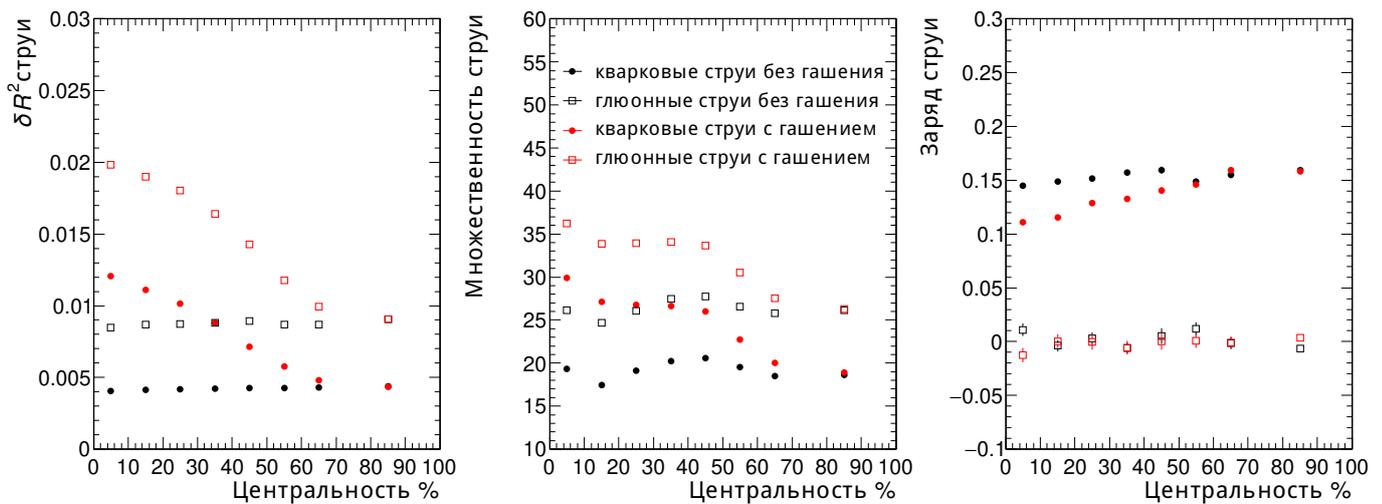


Рис. 6.5: Измеренные значения переменных отдельно для кварковых и глюонных струй в зависимости от центральности соударений. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения

ROOT TMVA [85]. Выбор в пользу деревьев решений был сделан по причине простоты их применения, а также низким требованиям к вычислительным мощностям. Альтернативой деревьям решений считаются глубокие нейронные сети (Deep Neural Networks), которые являются популярным методом в идентификации b и c струй. Глубокие нейронные сети используют входные переменные низкого уровня, или же вообще работают с двумерными "изображениями" струй. Данная методика интенсивно внедряется в работе с p -соударениями, однако находится за пределами рассмотрения в данной работе.

Для обучения классификатора GBDT используются три переменные, описанные выше. При обучении заранее известно, какая струя является глюонной, а какая - кварковой. 90% данных используются для обучения, 10% для оценки результатов. Обучение проводится отдельно для трех разных диапазонов по центральности (0% – 10%), (10% – 30%), (30% – 100%) и отдельно для данных с эффектом гашения струй и без него. Применяться обученные

модели будут в тех же диапазонах. Критерием оценки эффективности обучения является определение долей кварковых и глюонных струй и их сравнение с истинными значениями из Монте-Карло. Для выбора рабочей точки следует построить распределения зависимости эффективности определения типа струи от отбора по выходному параметру GBDT, при этом разность эффективности выделения кварковых и глюонных струй должна быть максимальной. Эффективность для глюонных и кварковых струй, а также разница эффективностей, показаны на Рис. 6.6. Видно, что оптимальный порог по значению GBDT меняется от -0.2 до 0.0 в зависимости от центральности. Для получения одинаковой эффективности для трех диапазонов по центральности были выбраны пороги 0.0 для диапазонов 0-10% и 10-30% и порог -0.2 для диапазона 30-100%.

Поскольку зависимости ширины струй, заряда струй и множественности заряженных частиц в струе ведут себя по-разному в присутствии эффекта гашения струй и без него, то стоит ожидать, что применение дерева решений, натренированного на данных без гашения струй, на данные с гашением струй приведет к изменению соотношения эффективностей выделения кварковых и глюонных струй.

6.5 Измерение доли (фракции) глюонных струй

Было проведено сравнение фракции глюонных (или кварковых) струй измеренной с помощью обученной модели GBDT с истинной фракцией, известной из моделирования. Данные фракции нельзя сравнивать напрямую, без учета эффективности GBDT при идентификации кварковых и глюонных струй. Если N - полное число событий, p - истинная доля глюоннов, q - кварков, e_p и e_q - соответствующая эффективность для глюонов и кварков, то

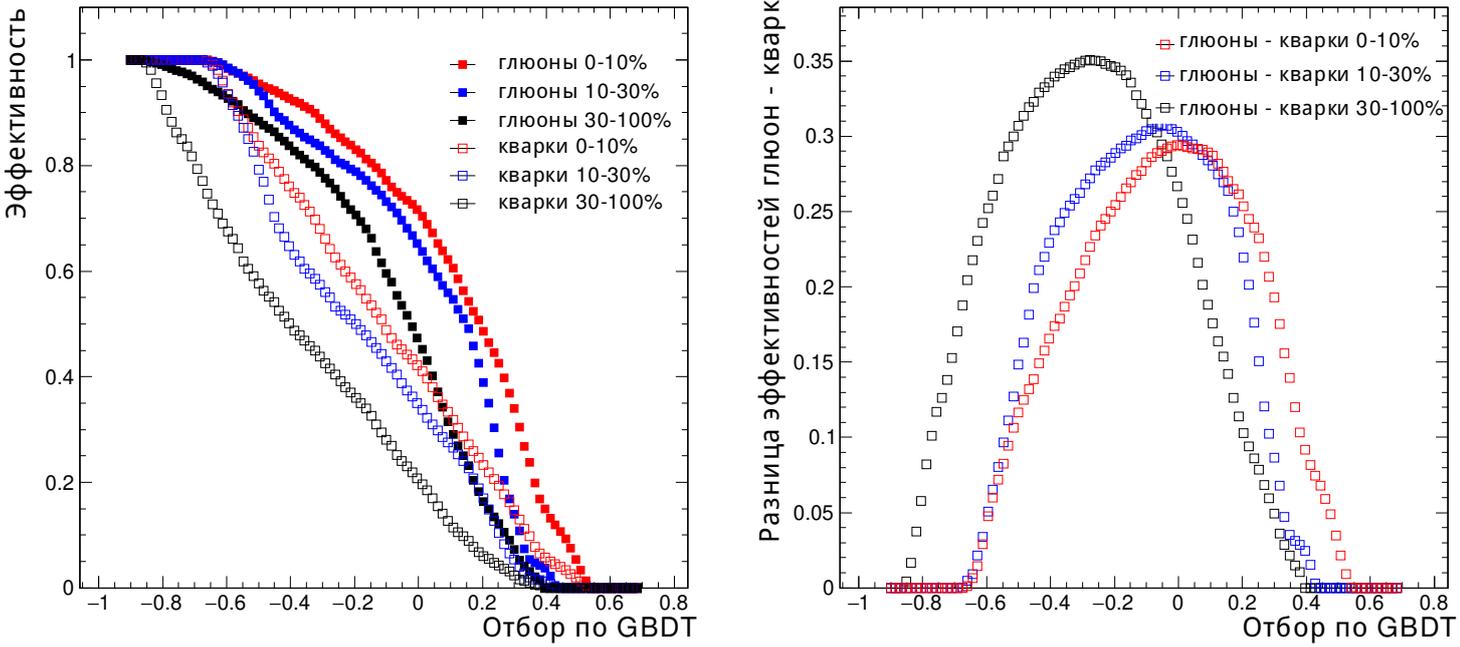


Рис. 6.6: Зависимость эффективности идентификации глюонных и кварковых струй (левый рисунок) и их разности (правый) в зависимости от порога по выходному значению GBDT для трех интервалов по центральности. Тренировка модели проведена на данных без эффекта гашения струй

измеренная фракция π глюонных струй:

$$\pi = \frac{Np e_p + Nq e_q}{N} = p e_p + q e_q \quad (6.3)$$

При условии, что $p + q = 1$, мы можем выразить p как:

$$p = \frac{\pi - e_q}{e_p - e_q} \quad (6.4)$$

Из ур.6.4 видно, почему нужно оптимизировать порог по GBDT именно по разности эффективностей. Чтобы измерение имело смысл, должно быть $\pi > e_q$ т.е. эффективность к кварковым струям не должна быть слишком высокой. Также $e_p > e_q$. Учитывая, что $p < 1$ условие можно записать в виде $e_q < \pi < e_p$. Из 6.3 видно, что эти условия выполняются при $e_p < e_q$.

Статистические ошибки для π, e_p, e_q вычисляются по формуле для мульт-

типополиномиального распределения. Ошибка δ_p определяется по формуле:

$$\frac{\delta_p}{p} = \sqrt{\frac{\delta_\pi^2 + \delta_{e_q}^2}{(\pi - e_q)^2} + \frac{\delta_{e_p}^2 + \delta_{e_q}^2}{(e_p - e_q)^2}} \quad (6.5)$$

На Рис. 6.7 приведено итоговое значение для измеренной на независимой статистике Монте-Карло фракции глюонных струй для разных диапазонов по центральности. Истинное значение для доли глюонных струй при этом равно 0.2. Статистические ошибки находятся в пределах 5%. Результаты на данных с гашением струй и без него, совпадают.

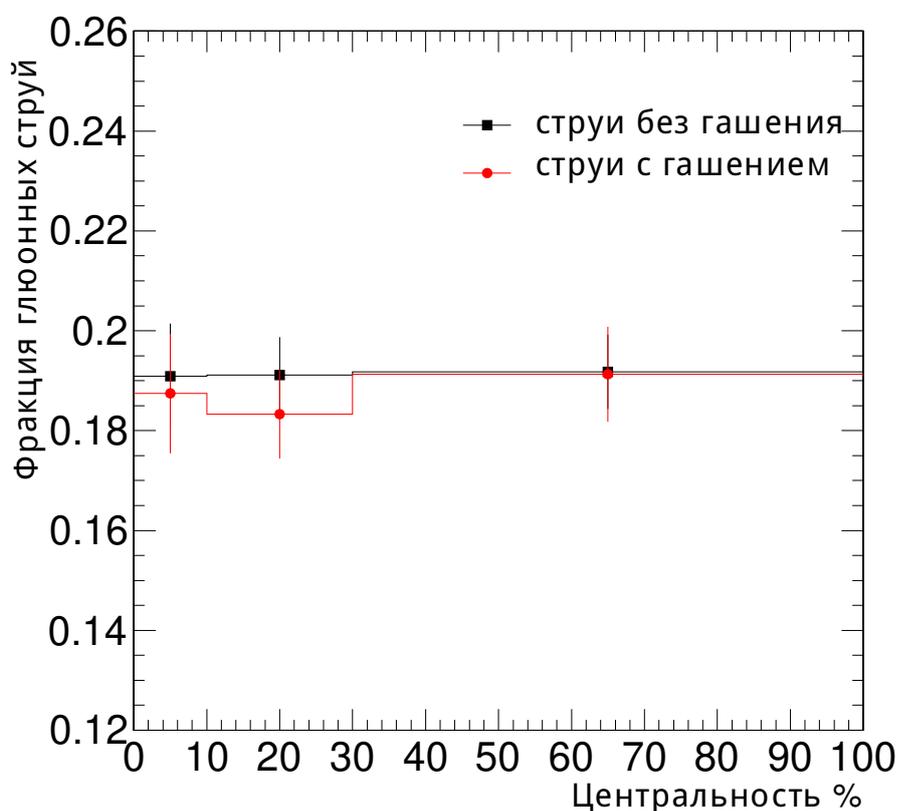


Рис. 6.7: Измеренная фракция глюонных струй в зависимости от центральности для данных без эффекта гашения струй и с эффектом гашения струй. Истинная фракция, заложенная в Монте-Карло равна 0.2

6.6 Применение методики в эксперименте

Возникает вопрос о том, как применять разработанную методику в реальном эксперименте. Применение модели, обученной на Монте-Карло данных с эффектом гашения струй будет сильно зависеть от того, насколько смоделированные данные совпадают с экспериментальными. В настоящее время Монте-Карло модели не полностью описывают экспериментальные данные. Однако это остается рабочим вариантом, так как можно попробовать по-разному настроить Монте-Карло генераторы PYQUEN и HYDJET. В случае обучения на Монте-Карло данных без эффекта гашения струй (которые описывают экспериментальные данные p-p соударений значительно лучше) возникает другая проблема, связанная с изменением формы струй в экспериментальных данных в результате наличия эффекта гашения струй. Решением в данном случае является дополнительная коррекция переменных в экспериментальных данных, с целью удаления эффекта гашения струй перед поступлением на вход обученной модели. Значения переменных V_q (множественность, ширина или заряд) для каждой струи поправляются на фактор, полученный из разницы средних значений переменных с эффектом гашения и средних значений переменных без эффекта гашения:

$$V_{\text{гаш}}^{\text{корр}} = V_{\text{гаш}} - (\langle V_{\text{гаш}} \rangle - \langle V \rangle) \quad (6.6)$$

При этом приходится предполагать, что фактор одинаков для глюонных и кварковых струй, так-как в эксперименте мы видим смесь струй в неизвестной пропорции. Из Рис. 6.5 видно, что это предположение является разумным. Коррекционный фактор вычисляется в зависимости от центральности соударения и аппроксимируется полиномом третьей степени. В результате получаются откорректированные струи, значения переменных которых близки

к струям без эффекта гашения струй. Они поступают на вход модели машинного обучения, натренированной на данных без эффекта гашения струй.

Для проверки применимости описанной методики используются набор Монте-Карло данных с эффектом гашения струй (имитирующий экспериментальные данные) с откорректированными переменными. Переменные поступают на вход модели машинного обучения, натренированной на данных без эффекта гашения струй. При пороговых значениях GBDT 0.05, 0.0, -0.05 (для соответствующих диапазонов по центральности 0%–10%, 10%–30%, 30%–100%) фракция глюонных струй варьируется в пределах от 0.17 до 0.22, что близко к значениям, показанным на Рис. 6.7. Для конечной оптимизации порогов требуется обучение на большей статистике. Также следует более детально изучить зависимость результата от выбранного порога.

6.7 Заключение

Исследованы переменные, характеризующие форму, множественность и заряд струи при взаимодействии тяжелых ионов. Разработана процедура вычитания фона, позволяющая учесть влияние тяжело-ионного события на форму струи. Показано, что в случае возникновения кварк-глюонной плазмы множественность и ширина струи начинают сильно зависеть от центральности события, в то время, как заряд струи остается постоянным. Это позволяет использовать данные переменные для регистрации возникновения кварк-глюонной плазмы, а так же исследовать характеристики КГП путем сравнения с разными моделями. Данные переменные принимают разные значения для кварковых и глюонных струй для всего диапазона по центральности соударений, что позволяет их использовать в машинном обучении для идентификации кварковых и глюонных струй. Полученные с помощью машинного

обучения значения доли глюонных струй совпадают с истинными значениями из Монте-Карло как в случае с наличием эффекта гашения струй, так и без него. Также показана возможность коррекции значений переменных при наличии эффекта гашения струй для применения на модели, обученной без эффекта гашения струй, что может оказаться важным при анализе экспериментальных данных.

Заключение

Первым результатом данной работы является оценка радиационных повреждений сцинтилляторов адронного калориметра CMS с помощью радиоактивного источника ^{60}Co . Получена зависимость параметра μ , характеризующего радиационные повреждения, от мощности дозы. Полученные результаты были использованы для коррекции отклика адронного калориметра, а также для первичной калибровки адронного калориметра после замены фронтальной электроники (Phase-I upgrade).

В данной работе также представлено исследование адронных струй в протон-протонных и ядро-ядерных взаимодействиях. Характеристики струй исследовались как в данных протон-протонных соударений, набранных детектором CMS на ускорителе LHC, так и в моделировании соударений ядер свинца с помощью Монте-Карло генераторов. Данная работа позволила решить следующие задачи:

1. Оценено разрешение по поперечному импульсу и неопределенность энергетической шкалы для струй, реконструированных с помощью алгоритма Jet-Plus-Track. Также была проведена оценка эффективности работы алгоритма при идентификации струй из сигнального события и разделения струй на кварковые и глюонные.
2. Представлено первое измерение средней множественности заряженных частиц и центрального второго момента профиля струи в зависимости

от поперечного импульса струи.

- Средняя множественность струи увеличивается и струя становится более узкой с увеличением поперечного импульса. Измеренные значения представлены как функции поперечного импульса струи после поправок на отклик детектора. Проведено сравнение результатов с предсказаниями Монте-Карло генераторов RUTHIA6 (настройки D6T и Z2) и Herwig++. Данные модели предсказали значения средней множественности заряженных частиц немного выше, чем в данных
- Для второго радиального момента наблюдается хорошее согласие между предсказаниями всех моделей и данными.
- Наблюдаемое поведение средней множественности и второго момента находится в согласии с предсказанным увеличением доли кварковых струй с увеличением поперечного импульса струи и скорости струи
- Разложение радиального второго момента на вторые моменты для η и ϕ позволяет сделать вывод, что струи немного шире в направлении η , чем в направлении ϕ .

3. Исследованы переменные, характеризующие форму, множественность и заряд струи при взаимодействии тяжелых ионов на основе Монте-Карло моделирования. Показана устойчивость переменных к вычитанию события-подложки. Данные переменные принимают разные значения для кварковых и глюонных струй для всего диапазона по центральности соударений, что позволяет их использовать в машинном обучении для идентификации кварковых и глюонных струй. Полученные с

помощью машинного обучения значения доли глюонных струй совпадают с истинными значениями из Монте-Карло как в случае с наличием эффекта гашения струй, так и без него. Также показана возможность коррекции значений переменных при наличии эффекта гашения струй для применения на модели, обученной без эффекта гашения струй, что может оказаться важным при анализе экспериментальных данных.

Благодарности

Я хочу выразить благодарность в первую очередь моим родителям. Я всегда чувствую их любовь и поддержку. Они также внесли огромный вклад в данную работу. Я благодарен моей научной руководительнице Кодоловой О.Л. за веру в меня, без неё мне бы вряд ли удалось пройти трудный начальный этап работы в лаборатории. Я благодарен Варданян И.Н. за мои первые самостоятельные шаги в работе над алгоритмами реконструкции струй. Я благодарю Каминского А. и Грибушина А. за то что дали мне возможность многому научиться и поменяли мое отношение к науке. Я благодарен Демьянову А.И. и всем моим коллегам из лаборатории сильных взаимодействий. Я выражаю благодарность сотрудникам ОЭФВЭ и лично Боосу Э.Э. Благодарю Галанину Л.И. за подготовку к защите диссертации. Отдельно я хочу поблагодарить мою супругу Богомолу Анну, чьё присутствие в моей жизни бесценно.

Литература

- [1] S. Obraztsov et al (CMS Collaboration) Measurements with silicon photomultipliers of dose-rate effects in the radiation damage of plastic scintillator tiles in the CMS hadron endcap calorimeter JINST Vol. 15, 2020, P06009
- [2] S. Obraztsov et al. (CMS Collaboration) Shape, transverse size, and charged-hadron multiplicity of jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7TeV$. JHEP Vol. 06, 2012, P. 160
- [3] О. Л. Кодолова, С. В. Образцов Разделение кварковых и глюонных струй в соударениях тяжелых ионов при высоких энергиях ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2023. 78(5)
- [4] О. Л. Кодолова, С. В. Образцов, И. Н. Варданян, А. Н. Никитенко, Н. В. Лычковская, В. Б. Гаврилов, М. Д. Томс, Коллаборация CMS Принципы работы алгоритма реконструкции струй с использованием калориметрических и трековых детекторов при соударении частиц высокой энергии ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2018. № 3 3-12
- [5] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022)
- [6] D. J. Gross and F. Wilczek, “Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories”, Phys. Rev. Lett. 30 (Jun, 1973)

- [7] H. D. Politzer, “Reliable perturbative results for strong interactions?”, *Phys. Rev. Lett.* 30 (Jun, 1973)
- [8] N. K. Nielsen, “ASYMPTOTIC FREEDOM AS A SPIN EFFECT”, *Am. J. Phys.* 49 (1981)
- [9] G. Hanson, G. S. Abrams, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, F. Bulos, W. Chinowsky et al., Evidence for jet structure in hadron production by e^+e^- annihilation, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1609.
- [10] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, “Factorization of Hard Processes in QCD”, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 5 (1989) , arXiv:hep-ph/0409313 [hep-ph].
- [11] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, “Quark mass and flavor dependence of the QCD phase transition”, *Nucl. Phys.* B605 (2001) , arXiv:hep-lat/0012023 [hep-lat].
- [12] CP-PACS Collaboration, A. Ali Khan et al., “Phase structure and critical temperature of two flavor QCD with renormalization group improved gauge action and clover improved Wilson quark action”, *Phys. Rev.* D63 (2000) , arXiv:hep-lat/0008011[hep-lat].
- [13] G. Martinez, “Advances in Quark Gluon Plasma”, 2013. arXiv:1304.1452 [nucl-ex].
- [14] J. C. Collins and M. J. Perry, “Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks?”, *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975).
- [15] M. Connors, C. Nattrass, R. Reed, and S. Salur, “Jet measurements in heavy ion physics”, *Rev. Mod. Phys.* 90 (2018) , arXiv:1705.01974 [nucl-ex].

- [16] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., “Observation and studies of jet quenching in Pb–Pb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV”, *Phys.Rev. C*84 (2011) , arXiv:1102.1957 [nucl-ex].
- [17] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., “Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at 2.76 TeV with the ATLAS Detector at the LHC”, *Phys.Rev.Lett.* 105 (2010) , arXiv:1011.6182 [hep-ex].
- [18] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., “Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb–Pb Collisions at 2.76 TeV”, *Phys.Lett. B*696 (2011) , arXiv:1012.1004 [nucl-ex]
- [19] D. d’Enterria, “Jet quenching”, *Landolt-Bornstein* 23 (2010) , arXiv:0902.2011 [nucl-ex].
- [20] J. D. Bjorken, “Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma: Possible Extinction of High $p(t)$ Jets in Hadron - Hadron Collisions”.
- [21] B. Andersson, “The Lund model”, *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* 7 (1997) .
- [22] Lyndon Evans and Philip Bryant "LHC Machine"// JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08001
- [23] Chatrchyan S. et al. The CMS Experiment at the CERN LHC // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08004.
- [24] Precise Mapping of the Magnetic Field in the CMS Barrel Yoke using Cosmic Rays JINST 5:T03021,2010
- [25] C. Zorn, Plastic and liquid organic scintillators, in *Instrumentation in High*

- Energy Physics, 2nd Edition, F. Sauli ed., World Scientific (1993), chapter 4, pp. 218–279. [http : //dx.doi.org/10.1142/9789814360333_004](http://dx.doi.org/10.1142/9789814360333_004)
- [26] CMS Collaboration, “Dose-rate effects in the radiation damage of the plastic scintillators of the CMS hadron endcap calorimeter”, JINST 11 T10004, doi:10.1088/1748-0221/11/10/T10004.
- [27] E. Biagtan et al., “Gamma dose and dose-rate effects on scintillator light output”, Nucl. Instrum. Meth. B 108 (1996) 125, doi:10.1016/0168-583X(95)00874-8
- [28] U. Holm and K. Wick, “Radiation stability of plastic scintillators and wavelength shifters”, IEEE Trans. Nucl. Sci. 36 (1989) 579, doi:10.1109/23.34504.
- [29] K. Wick et al., “Recovery and dose-rate dependence of radiation damage in scintillators, wavelength shifters and light guides”, Nucl. Instrum. Meth. B 61 (1991) 472, doi:10.1016/0168-583X(91)95325-8.
- [30] N. D. Giokaris et al., “Study of dose-rate effects on the radiation damage of polymer-based SCSN23, SCSN81, SCSN81+Y7, SCSN81+Y8 and 3HF scintillators”, Radiat. Phys. Chem. 41 (1993) 315, doi:10.1016/0969-806X(93)90069-7.
- [31] A. D. Bross and A. Pla-Dalmau, “Radiation damage of plastic scintillators”, IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 1199, doi:10.1109/23.173178.
- [32] I. B. Berlman, “The effect of massive ^{60}Co doses on the light output of a scintillator solution”, Radiological Physics Division Semiannual Report for July through December 1957 ANL-5829, Argonne National Laboratory, 1958
- [33] R.L. Clough, G.M. Malone, K.T. Gillen, J.S. Wallace and M.B. Sinclair,

Discoloration and subsequent recovery of optical polymers exposed to ionizing radiation, *Polym. Degrad. Stab.* 49 (1995) 305.

- [34] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso and J. Ranft, FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005), CERN-2005-010 (2005) [<https://doi.org/10.2172/877507>].
- [35] *CMS Collaboration*, “Jet Plus Tracks Algorithm for Calorimeter Jet Energy Corrections in CMS”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-09-002, 2009.
- [36] D. Green et al., “Energy Flow Objects and Usage of Tracks for Energy Measurement in CMS”, CMS Note 2002/036, 2002.
- [37] CMS Collaboration, “Jet energy correction with charged particle tracks in CMS”, *Eur. Phys. J. C* 40 (2005), no. 5, 33–42, doi:<http://dx.doi.org/10.1140/epjcd/s2005-02-004-2>.
- [38] CMS Collaboration, “Pileup Jet Identification”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-13-005, CERN, Geneva, 2013
- [39] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti-k T jet clustering algorithm”, *JHEP* 04 (2008) 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189.
- [40] T. Stelzer and W. Long, “Automatic generation of tree level helicity amplitudes”, *Comput.Phys.Commun.* 81 (1994) 357–371, doi:10.1016/0010-4655(94)90084-1, arXiv:hep-ph/9401258.
- [41] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual”, *JHEP* 0605 (2006) 026, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026, arXiv:hep-ph/0603175.

- [42] S. Frixione, P. Nason, and G. Ridolfi, “The POWHEG-hvq manual version 1.0”, arXiv:0707.3081.
- [43] T. Gleisberg et al., “Event generation with SHERPA 1.1”, JHEP 0902 (2009) 007
- [44] M. Bahr et al., “Herwig++ Physics and Manual”, Eur.Phys.J. C58 (2008) 639–707, doi:10.1140/epjc/s10052-008-0798-9, arXiv:0803.0883.
- [45] S. Agostinelli et al., “A Simulation toolkit”, Nucl. Instr. Meth. A506 (2003) 250.
- [46] CMS Collaboration, “Jet Energy Corrections determination at $\sqrt{s} = 7TeV$ ”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-10-010, CERN, Geneva, 2010
- [47] CMS Collaboration, “Jet Resolution Determination at $\sqrt{s} = 7TeV$ ”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-10-014, CERN, Geneva, 2010.
- [48] CMS Collaboration, “Jet Calibration, Resolution and Uncertainties”, JINST 3 (2008) S08004, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [49] CMS Collaboration, “ParticleFlow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and E T miss”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001, CERN, Geneva, 2009.
- [50] CMS Collaboration, “Commissioning of the particle flow reconstruction in minimum bias and jet events from pp collisions at 7 TeV”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-002, 2010.
- [51] A. Hocker et al., “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis”, PoS ACAT (2007)040, arXiv:physics/0703039.

- [52] S.Obraztsov "Jet performance in 2018 PbPb heavy ion run" CMS AN-19-017
https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMS/HiJetReco2019/AN-19-017_v0.pdf
- [53] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman et al. (1983).
- [54] B. Webber, "A QCD Model for Jet Fragmentation including Soft Gluon Interference", (1984).
- [55] M. Bahr et al., "Herwig++ 2.2 Release Note", (2008).
- [56] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, "PYTHIA 6.4 physics and manual", (2006).
- [57] R. Akers et al. Zeit.f.Phys. C63 (1994).
- [58] J. Breitweg et al. The Eur.Phys.Journal C2 (1998)
- [59] C. Adloff et al. Nucl. Phys. B545 (1999).
- [60] C. Collaboration Phys.Rev. D71 (2005).
- [61] D. Collaboration Phys. Lett. B357 (1995).
- [62] V. Gavrilov, N. Lychkovskaya, and O. Kodolova, "Jet transverse structure as a test of hadronization models", J.Phys.G G37:075009 (2010).
- [63] R. Field, "Monte-Carlo Generators for CMS". CMS MC Generators Meeting.
- [64] R. Field, "Studying the Underlying Event at CDF and the LHC",. Seminar presented at the University of California, Berkeley.
- [65] M. Bahr, S. Gieseke, and M. H. Seymour, "Simulation of multiple partonic interactions in Herwig++", JHEP 0807 (2008).
- [66] А.Н. ТИХОНОВ Докл. ФН СССР, 1963, том 151, номер 3, 501-504

- [67] V. Glasko, "Inverse problems of Mathematical Physics", American Institute of Physics translations series (1988).
- [68] CMS Collaboration, "Jet Performance in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV", CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-10-003, <http://cms-physics.web.cern.ch/cms-physics/public/JME-10-003-pas.pdf> (2010).
- [69] *Шуряк Э.В.* // ЯФ. 1978 Т.28 С.796
- [70] *R. Baier, D. Schiff, B. G. Zakharov* // "Energy Loss in Perturbative QCD" Annual Review of Nuclear and Particle Science Vol. 50:37-69 <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.50.1.37>, 38-44
- [71] *P. Gras, S. Hoche, D. Kar, A. Larkoski et al.* // "Systematics of quark/gluon tagging [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2017\)091](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2017)091), 33-34
- [72] *M. Gyulassy, M. Plumer* // "Jet Quenching in Dense Matter Phys.Lett. B243, 432–438, (1990). doi: 10.1016/0370-2693(90)91409-5.
- [73] *M. Gyulassy, Wang X.* // "Multiple Collisions and Induced Gluon Bremsstrahlung in QCD Nucl. Phys. B. 1994. V. 420. P. 583, <https://doi.org/10.48550/arXiv.nucl-th/9306003>
- [74] *Wang X., Gyulassy M.* // "Gluon shadowing and jet quenching in A+A collisions at $\sqrt{s} = 200A\text{GeV}$ Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 1480. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.1480>
- [75] *G. Dissertori et al.* // "12 Differences Between Quark And Gluon Jets <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199566419.003.0012>, 377
- [76] *Casalderrey-Solana, J., Gulhan, D.C., Milhano, J.G. et al.* // "A hybrid strong/weak coupling approach to jet quenching". J. High Energ. Phys. 2014, 19 (2014). [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2014\)019](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)019)

- [77] *CMS and ATLAS collaborations.* // "Distinguishing quark and gluon jets at the LHC Parton Radiation and Fragmentation from LHC to FCC-ee : CERN, Geneva, Switzerland, November 22-23, 2016, 73-78 Contribution to:eeJets2016, p. 73-78
- [78] *I.P. Lokhtin, A.M. Snigirev* // Eur. Phys. J. C 45 (2006) P. 211
- [79] *CMS Collaboration* // "The CMS experiment at the CERN LHC", JINST 3 (2008) S08004, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [80] *M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez* // "The anti-k T jet clustering algorithm", JHEP 04 (2008) 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189
- [81] *M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez* // Eur. Phys. J. C 72 (2012) P. 1896
- [82] *O. Kodolova, I. Vardanian, A. Nikitenko, and A. Oulianov* // Eur. Phys. J. C 50 (2007) P.117
- [83] *CMS collaboration* // "Quark-gluon Jet Discrimination At CMS arXiv:1409.3072v1
- [84] *CMS collaboration* // "Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV"<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024906>, 17-18
- [85] *A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss* // "TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis PoS A CAT 040 (2007) [physics/0703039].

Список таблиц

4.1	Рабочие точки для струй с $p_T > 20$ ГэВ и $ \eta < 2.6$ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя	78
4.2	Рабочие точки для струй с $p_T > 20$ ГэВ и $2.6 < \eta < 4.7$ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя	78
4.3	Эффективность и чистота разделения кварков и глюонов.	82
5.1	Систематические погрешности для $\langle N_{ch} \rangle$ и $\langle \delta R^2 \rangle$	97

Список иллюстраций

1.1	Средние значения константы связи α_S [5]	17
1.2	Фазовая диаграмма КХД	21
1.3	Предсказания КХД на решетке для плотности энергии в зависимости от температуры при моделировании различного числа кварковых ароматов [13]	23
1.4	Диаграмма эволюции светового конуса при столкновении тяжелых ионов. Различные температурные масштабы эволюции обозначены символами T_C - критическая температура, T_{ch} и T_{fo} - температуры химического и теплового вымораживания соответственно. Время образования QGP показано как $\tau_0 \approx 1$ фм/с [15].	24
1.5	Диаграммы Фейнмана для столкновительных (слева) и радиационных (справа) потерь энергии кварка, проходящего через кварк-глюонную плазму с начальной энергией E и теряющего ΔE энергии в среде.	26
2.1	Ускорительный комплекс Большой адронный коллайдер	32
2.2	Общий вид детектора CMS	34
2.3	Схема магнитного поля CMS. Величина магнитного поля в Тесла (слева), силовые линии магнитного поля (справа)	35

2.4	Схема одной четвертой части трекового детектора CMS. Зеленым цветом показан пиксельный детектор. Синим и красным - стриповый детектор	36
2.5	Схема электромагнитного калориметра CMS. Пунктирными линиями показаны диапазоны по псевдобыстроте η	38
2.6	Схема адронного калориметра CMS	39
2.7	Схема мюонной системы CMS	43
3.1	Необлученный полистирол	48
3.2	Примеры центров окраски, которые возникают при облучении полистирола. Изменение справа может происходить только в присутствии кислорода.	49
3.3	Система доставки радиоактивного источника	51
3.4	Схема расположения пластиковых трубок (синим цветом), используемых для доставки радиоактивного источника	51
3.5	Пример нормальной последовательности сигналов при наборе данных с радиоактивным источником в детекторе НВ	53
3.6	Пример плохой последовательности сигналов при наборе данных с радиоактивным источником в детекторе НВ	54
3.7	Соотношение сигналов от источников ^{60}Co 2018 и 2017 года, как функция номера калориметрической башни $i\eta$ и номера слоя калориметра в HE. Трубки для слоёв 0 и 5 не были доступны.	56
3.8	Значение $\langle \mu \rangle$ для сцинтиллятора $SCSN-81$ как функция R для данных лазера и источника ^{60}Co , параметризованное степенным законом, который показан пунктирной линией.	57

4.1	Слева: Распределение величины коррекции c_{ZSP} для калориметрических струй с поперечной энергией в интервале 50-60 ГэВ и $ \eta < 0.5$. Справа: коррекции как функция поперечной энергии струй с $ \eta < 0.5$	64
4.2	отношение $\frac{p_T^{rec}}{p_T^{gen}}$ как функции поперечного импульса генераторной струи, после применения L2L3 коррекции в разных интервалах по псевдобыстроте	66
4.3	средний отклик R для струй в данных и Монте-Карло событиях как функция псевдобыстроты для $\alpha < 0.2$ (слева) и дополнительные коррекции по псевдобыстроте как функция псевдобыстроты (справа).	68
4.4	Энергетическое разрешение струи в зависимости от p_T для $ \eta < 0.5$ (слева) и $0.5 < \eta < 1.1$ (справа) для струй в данных и Монте-Карло событиях. Также приводится истинное разрешение, полученное для Монте-Карло событий	72
4.5	Распределение по поперечному импульсу струй из сигнального и дополнительного события для Монте-Карло событий Z-бозон + струя при $p_T > 20$ ГэВ и $ \eta < 2.6$	73
4.6	Схематическое изображение треков в струе	75
4.7	Распределение PUID для струй из сигнальных и дополнительных событий $p_T > 20$ ГэВ и $ \eta < 2.6$ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя	76
4.8	Распределение PUID для струй с $p_T > 20$ ГэВ и $ \eta < 2.6$ из данных и Монте-Карло событий Z-бозон + струя	76

4.9	Эффективность отбора струй из сигнальных и дополнительных событий, как функция для струй с $p_T > 20$ ГэВ и для струй с $p_T > 25$ ГэВ для Монте-Карло событий Z-бозон + струя	77
4.10	Распределение QGID для разного количества полного числа событий. Слева показано распределение для струй в диапазоне $30 < p_T < 50$ ГэВ, где применяются коррекции на переменные дискриминатора, связанные с дополнительными событиями. Справа показано распределение QGID для струй $50 < p_T < 100$ ГэВ без коррекции на дополнительные взаимодействия	80
4.11	Сравнение распределений переменной QGID для данных и Монте-Карло событий Z-бозон + струя. На рисунке слева моделирование Монте-Карло событий было произведено с помощью генератора MADGRAPH5, на рисунке справа – генератором POWHEG	81
4.12	Сходимость L2L3 коррекций для струй в соударениях тяжелых ионов в Монте-Карло	83
4.13	Коррекционный фактор для дополнительных коррекций по псевдобыстроте для двухструйных событий в соударениях тяжелых ионов при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ	84
4.14	Коррекционный фактор для дополнительных коррекций по p_T для событий фотон+струя в соударениях тяжелых ионов при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ	84
5.1	Пороговые кривыеHLT триггеров для интервалов по быстроте $ y < 0.5$ (слева) и $0.5 < y < 1.0$ (справа)	88
5.2	Пороговые кривыеHLT триггеров для интервалов по быстроте $1.0 < y < 1.5$ (слева) и $1.5 < y < 2.0$ (справа)	88

5.3	Эффективность реконструкции треков, вставленных в событие со струями	91
5.4	Значения первой производной функционала $\lambda(\alpha)$ для α в диапазоне от 1 до 10^{-16}	94
5.5	Зависимость множественности N_{ch} (слева) и $dR2$ (справа) от поперечного импульса струи в диапазоне $ y < 1.0$ для инклюзивной выборки струй. Значения Монте-Карло генераторов (PYTHIA Z2 и D6T, Herwig++) показаны на том же графике. Развертка для данных выполнена методом бин-за-бином.	95
5.6	Как Рис. 5.5 но для диапазона $1.0 < y < 2.0$	95
5.7	Сравнение между скорректированными развернутыми (методом регуляризации Тихонова) значениям переменных и соответствующих генераторных значениях для трех Монте-Карло генераторов в зависимости от поперечного импульса струи для диапазона по быстроте струи $1 < y $. Множественность заряженных частиц (слева), радиальный момент (справа)	96
5.8	Как Рис. 5.7 но для диапазона $1.0 < y < 2.0$	96
5.9	Средняя множественность заряженных частиц N_{ch} как функция p_T струи для струй для диапазона по быстроте $0 < y < 1$ (вверху) и $1 < y < 2$ (внизу). Также показаны предсказания на основе PYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия). В нижней части каждого графика показано отношение Монте-Карло к данным со статистическими ошибками и полосой, обозначающей систематическую погрешность измерения данных.	98

5.10	$\langle \delta R^2 \rangle$ как функция p_T струи для струй для диапазона по быстрой $0 < y < 1$ (вверху) и $1 < y < 2$ (внизу). Также показаны предсказания на основе PYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия). В нижней части каждого графика показано отношение Монте-Карло к данным со статистическими ошибками и полосой, обозначающей систематическую погрешность измерения данных.	99
5.11	Отношение вторых моментов струи в направлениях η и ϕ как функция p_T струи для диапазона по быстрой $ y < 1$. Систематическая погрешность показана в виде полосы вокруг точек данных. Также показаны предсказания на основе PYTHIA6 с настройкой D6T (пунктирная линия) и настройкой Z2 (сплошная линия) и Herwig++ (пунктирная линия).	100
5.12	Средняя множественность заряженных частиц $\langle N_{ch} \rangle$ (слева) и $\langle \delta R^2 \rangle$ (внизу) как функции p_T струи для струй с $0 < y < 1$ (сплошные квадраты) и с $1 < y < 2$ (открытые квадраты). Данные приведены с полосами статистических ошибок и полосой, обозначающей систематическую погрешность. Также показаны предсказания для кварк-индуцированных и глюон-индуцированных струй для $ y < 1$ на основе генератора событий PYTHIA6 tune Z2.	101
6.1	Диаграммы Фейнмана для рождения прямых фотонов. Комптоновское рассеяния кварка на глюоне (справа), аннигиляция пары кварк-антикварк (слева)	105

6.2	Измеренная множественность струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от p_T фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения	107
6.3	Измеренная ширина струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от p_T фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения	108
6.4	Измеренный заряд струи после вычитания фона от события-подложки в зависимости от p_T фотона в сравнении с истинным значением для трех интервалов по центральности. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения	109
6.5	Измеренные значения переменных отдельно для кварковых и глюонных струй в зависимости от центральности соударений. Приведены зависимости для вариантов с гашением сигнальной струи и без гашения	110
6.6	Зависимость эффективности идентификации глюонных и кварковых струй (левый рисунок) и их разности (правый) в зависимости от порога по выходному значению GBDT для трех интервалов по центральности. Тренировка модели проведена на данных без эффекта гашения струй	112

6.7	Измеренная фракция глюонных струй в зависимости от центральности для данных без эффекта гашения струй и с эффектом гашения струй. Истинная фракция, заложенная в Монте-Карло равна 0.2	113
-----	--	-----